LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

COMPTEUR PROPORTIONNEL A PROTONS DE RECUL POUR SPECTROMÉTRIE DE NEUTRONS RAPIDES

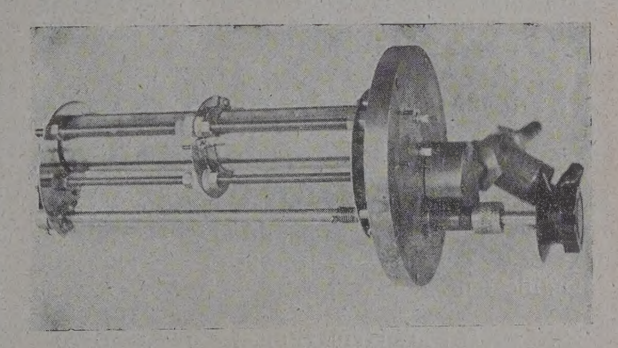
Par Mme P. MARGUIN et M. A. MOUSSA,
Institut de Physique Atomique, Lyon.

Introduction. — Le but poursuivi est la détermination de la distribution des énergies d'un faisceau de neutrons rapides par la détection des protons de recul produits dans un radiateur hydrogéné mince. Un tel spectromètre suppose une bonne collimation à la fois des neutrons incidents et des protons de recul et offre en contre-partie une faible sensibilité. Il ne saurait donc être utilisé qu'en présence d'un flux important de neutrons rapides.

Nous nous proposons de donner dans cet article la description technique du modèle adopté.

A. Appareillage.

1. Réalisation d'un compteur de neutrons rapides utilisant les protons de recul produits dans une couche mince de paraffine (*fig.*1). — Le compteur est un cylindre de cuivre de 4 cm de diamètre, de 20 cm de longueur. L'électrode collectrice est constituée par un fil de tungstène de 100 μ tendu suivant l'axe du cylindre et poli électrolytiquement avant le montage. Le radiateur est constitué par une couche de paraffine mince (830 $\mu g/cm^2$ pour les premiers essais — 80 $\mu g/cm^2$ au minimum) obtenue par évaporation dans le vide. La lame portant le radiateur peut tourner dans un plan perpendiculaire à l'axe du compteur et se déplacer parallèlement à cet axe pour s'escamoter et permettre un dégazage poussé de toutes les pièces métalliques. La commande en est assurée de l'extérieur par un joint de Wilson. Une plaque témoin identique à la plaque portant le radiateur se déplace dans un plan perpendiculaire à l'axe du compteur et vient se placer, grâce au couple de rappel d'un ressort, en face de la fenêtre du compteur lorsque le radiateur s'efface devant elle. L'axe de cette plaque témoin est fixé à la platine supérieure qui sert aussi de support au tube compteur et à l'écran.



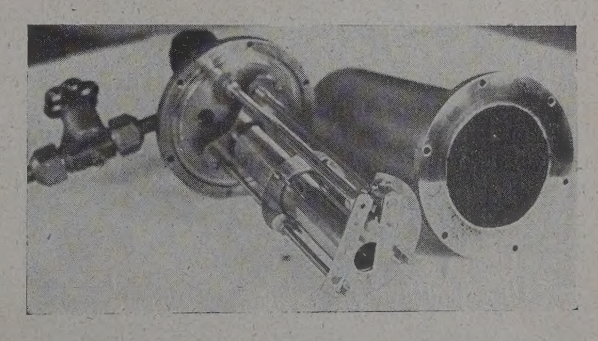


Fig. 1 et 1 *bis*. — Compteur proportionnel.

Un petit canon (*fig.* 2), canalisant les α du dépôt actif de radiothorium déposé sur un fil de cuivre, vient se fixer par une pince sur cet écran lors de l'étalonnage. (Ce canon pénètre jusqu'à 48 mm à l'intérieur du compteur, dans une région où l'on

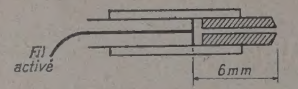


FIG. 2. — Tube canaliseur pour α. Les tubes intérieurs sont des tubes capillaires. Dans l'un est glissé le fil activé. L'autre sert de canalyseur. Ces deux tubes capillaires sont retenus par frottement dans un même tube de verre rodé intérieurement.

n'a plus à craindre, pour la multiplication par le gaz, les effets de bout du compteur.) Finalement, la platine supérieure est fixée au couvercle par de petits piliers. Le montage se fait donc entièrement sur le couvercle et est recouvert de l'enveloppe extérieure en acier inoxydable d'épaisseur minimum, soit 2 mm. Le compteur est vidé puis rempli d'argon à la pression 1,6 kg/cm² ou 1,4 kg/cm² suivant les cas. L'étanchéité du compteur est vérifiée. Placé sous vide, la remontée n'excède pas 0,03 μl/sec.

2. **Réalisation et mise au point de l'appareillage électronique employé en conjonction avec le compteur proportionnel.** — L'appareillage électronique entièrement construit et mis au point au laboratoire a subi plusieurs modifications importantes, tout en restant basé sur le même principe. Nous indiquerons ici sa forme définitive.

1. FILTRE. — L'électrode collectrice est alimentée par une haute tension stabilisée et filtrée. Ce filtre à haute tension a nécessité une longue mise au point, la plupart des condensateurs donnant des perturbations analogues à des impulsions à partir de 1 500 volts. Nous avons dû aussi choisir avec soin le condensateur de liaison à l'entrée du préamplificateur.

2. SYSTÈME AMPLIFICATEUR. — Le système comporte :

— *Un préamplificateur* placé tout près du compteur. Il est du type boucle de 3 tubes à contre-réaction suivie d'un cathode-follower [1]. Tous les tubes sont des 6 AK5. Gain 150. Pour éviter le bruit au maximum, ce préamplificateur est chauffé en courant redressé. La sortie du préamplificateur par un cathode-follower permet d'avoir une liaison avec l'amplificateur principal par un câble coaxial pouvant atteindre une dizaine de mètres de longueur sans introduire de perturbations.

— *Un amplificateur principal* composé d'une boucle de 3 tubes à contre-réaction suivie d'un cathode-follower et précédée d'une inverseuse. Tous les tubes sont des EF80. Gain 300. Les oscillations n'ont pu être évitées que par un blindage soigné de l'inverseuse et un fort découplage de son alimentation-plaque. Le gain de l'ensemble préamplificateur-inverseuse-amplificateur principal est 35 000.

Un contrôle de gain de l'amplificateur, après l'inverseuse, permet d'obtenir les fractions 1/2, 1/5 et 1/10 du gain total. La constante de temps de coupure placée à la sortie du préamplificateur est égale à 8 μs et la constante de temps du circuit compteur est de 400 μs. Ces deux constantes de temps ont été choisies très différentes pour éviter les contre-coups dans la réponse du système amplificateur.

A la sortie de l'amplificateur le signal est conduit d'une part à une échelle de 64, d'autre part aux plaques de déviation d'un tube cathodique permettant le contrôle rapide des résultats.

3. GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS. — La nécessité de connaître avec une précision suffisante le gain du système amplificateur nous a conduit, en l'absence d'appareil propre à cet usage, à la construction d'un générateur d'impulsions négatives trapézoïdales à montée rapide [1].

Le principe adopté est le suivant : on produit des impulsions positives à montée rapide et d'amplitude précise en coupant le courant dans une pentode (EF51). Un tube inverseur transformera en impulsion négative l'impulsion positive engendrée à la plaque de cette pentode.

La grande difficulté de construction d'un tel générateur consiste à éviter les oscillations parasites superposées au signal de sortie. Deux montages dans lesquels l'impulsion était engendrée par un thyratron, malgré un blindage soigné et des lignes de câblage courtes, présentaient des oscillations parasites à très haute fréquence (au-dessus de 10 mégacycles) et ont dû être abandonnés pour cette raison. Dans le 2e montage, le remplacement pour l'inversion des impulsions, d'une boucle de 3 tubes à contre-réaction par un simple tube inverseur s'est révélé efficace. Cette dernière solution a été conservée.

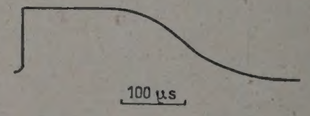


FIG. 3. — Forme de l'impulsion fournie par le générateur.

Le montage actuel, satisfaisant, présente les caractéristiques suivantes : Il donne des impulsions de la forme représentée dans la figure 3 à un taux de répétition d'environ 20 par seconde. Ces impulsions sont négatives. En combinant les variations de deux atténuateurs insérés dans l'appareil, on peut obtenir 28 valeurs différentes pour la hauteur

de ces impulsions de 2,5 à 1 000 mV avec une impédance de sortie de 150 ohms. Des impulsions de plus bas niveau sont obtenues en utilisant deux atténuateurs extérieurs dont les rapports d'atténuation sont respectivement 10 à 1 ou 100 à 1. En utilisant les deux atténuateurs simultanément, la hauteur minimum de l'impulsion disponible est 2,5 µV. L'impédance de sortie des atténuateurs est d'environ 100 ohms shuntés par une capacité de 200 pF pour celui 10/1 et par 2 000 pF pour celui 100/1.

Le temps de montée des impulsions est 0,2 µs. La partie plate du sommet de chaque impulsion dure 200 µs environ et le temps de descente est de l'ordre de 100 µs. Le circuit comporte une impulsion de prédéclanchement se produisant 0,6 µs avant l'impulsion de sortie et qui peut être utilisée au balayage d'un oscillographe sur lequel on observe les impulsions à la sortie du système amplificateur.

La figure 4 donne le schéma du circuit. Un multivibrateur (ECC 40) alimenté en tension non stabilisée, pour éviter un couplage avec le reste du circuit, engendre des impulsions positives. Le cathode-follower T_3 sert d'étage de sortie pour déclancher le balayage de l'oscillographe d'observation. Les impulsions traversent un univibrateur de retard T_2 (6 SN7) et attaquent la grille de T_4 normalement bloqué. Chaque impulsion positive reçue sur la grille provoque une impulsion négative rapide à la plaque. Cette impulsion charge négativement le condensateur C_1 donc coupe le courant dans T_6 et engendre à sa plaque une impulsion positive de la forme montrée dans la figure 5. La diode T_5 remplit deux rôles : *a*) elle est polarisée de telle manière que seule la partie la plus raide de l'impulsion engendrée à la plaque de T_4 est

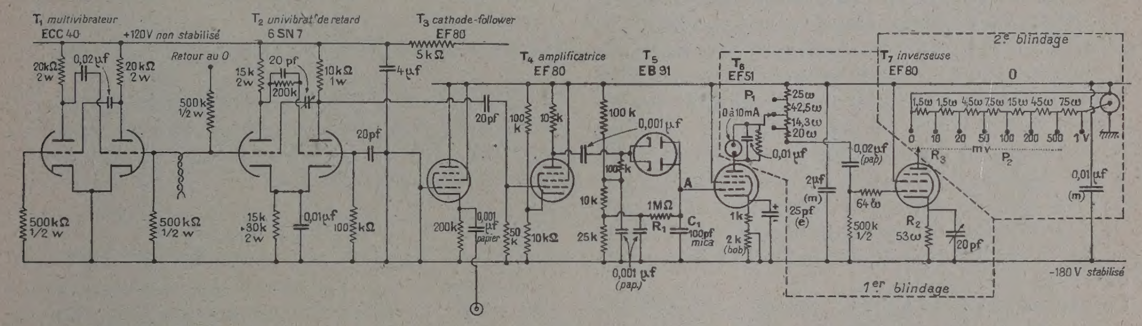


Fig. 4. — Schéma d'un générateur d'impulsions négatives à montée rapide. Pour le condensateur, à droite et au-dessous de la pentode T_6 (EF 51), lire : 25 µF au lieu de 25 pF.

couplée à la capacité C_1 ; *b*) la diode oblige C_1 à se décharger dans R_1, maintenant ainsi T_6 bloqué pendant un certain temps et fixant à 100 µs le temps de descente de l'impulsion engendrée à la plaque de T_6.

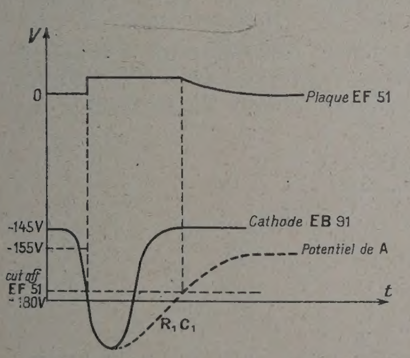


Fig. 5. — Forme de l'impulsion en différents points du circuit.

On peut faire varier l'amplitude des impulsions engendrées à la plaque de T_6 grâce à l'atténuateur P_1 câblé avec un soin particulier pour éviter au maximum capacité et inductance parasites. Le courant de plaque de T_6 est ajusté aux environs de 10 mA par la résistance de cathode. Le shunt est choisi pour que, dans ces conditions, l'ampèremètre ait sa déviation totale. Dans les utilisations ultérieures de l'appareil, on ramène l'ampèremètre à cette indication en retouchant légèrement la résistance de cathode de T_6. C'est ainsi qu'on obtiendra la plus grande précision possible.

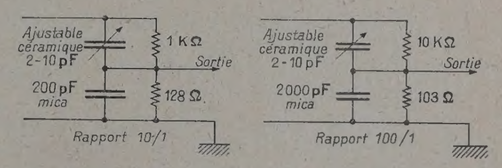


Fig. 6. — Atténuateurs compensés.

Les impulsions positives engendrées à la plaque de T_6 sont inversées par un simple tube inverseur T_7. La résistance R_2 est déterminée empiriquement de manière à donner une inversion exacte (gain — 1) quand le commutateur P_2 est dans la position 8. L'impulsion maximum disponible pour chaque position du commutateur est

indiquée sur le schéma. Dans tous les cas, l'impédance de sortie est 150 ohms. La terre n'est reliée au châssis qu'en un seul point, à la prise de sortie. Le commutateur P_2 est placé dans un blindage en laiton. Un autre blindage renferme l'ampèremètre, l'atténuateur P_1 et le tube inverseur T_7.

Les atténuateurs extérieurs 10 /1 ou 100 /1 (*fig.* 6) sont construits dans de petits cylindres de laiton de diamètre 35 mm et de longueur 90 mm. Ils se placent directement à l'entrée de l'amplificateur à étudier.

B. Résultats.

1. **Étude du système amplificateur.** — Des mesures de gain faites avec le générateur d'impulsions ont montré que le système amplificateur est linéaire, peut délivrer des impulsions jusqu'à 100 V. A des signaux d'entrée égaux correspondent des signaux de sortie dont les hauteurs mesurées sur l'échelle sont égales à 1 volt près (1 volt paraît être la précision limite que l'on peut attendre du discriminateur de l'échelle), ce qui réalise une stabilité dans le temps de l'ordre de 2 % sur des signaux de sortie moyens de 50 volts. La mesure des impulsions d'entrée se faisant par comparaison des impulsions de sortie lors d'une expérience et de l'étalonnage, cette erreur de 2 % est la seule à intervenir dans les calculs définitifs.

La précision sur le gain lui-même, compte tenu des étalonnages du générateur d'impulsions, de ses atténuateurs et du discriminateur de l'échelle ne dépasse guère 5 %. Le temps de montée du système amplificateur est 0,5 μs et les différents gains possibles : 35 000, 17 500, 9 000 et 3 300. L'appareillage électronique peut être contrôlé facilement. Sa fidélité apparaît suffisante pour permettre de longs comptages.

2. **Étalonnage du compteur.** — Nous avons fait sur un précédent modèle de compteur un essai malheureux d'étalonnage avec les particules α du polonium. Le polonium avait amené une pollution radioactive importante empêchant toute mesure ultérieure d'où la nécessité d'enlever le polonium et de nettoyer à fond après l'étalonnage.

Avec le compteur actuel, nous avons adopté la technique suivante satisfaisante : nous activons un fil de cuivre en le plaçant dans un récipient fermé contenant du radiothorium et en lui appliquant une tension négative pendant une quinzaine d'heures. Seule la section droite terminale du fil est activée. Nous introduisons ce fil de cuivre dans un tube capillaire et réalisons le canon de la figure 2 qui assure une canalisation convenable des particules α. Les particules α utilisées se répartissent en deux groupes d'énergie respective 6 MeV pour les α du Th *C* et 8,8 MeV pour les α du Th *C'*, ces deux groupes étant dans la proportion de 35 % pour le premier et 65 % pour le second.

Les premiers essais ont été effectués avec une pression de remplissage de 1,6 kg /cm². Connaissant l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions soit 25 eV et les courbes parcours-énergie, on peut aisément calculer le nombre de paires d'ions créés par une particule α de Th *C*. Voici les éléments de ce calcul :

Le parcours d'une particule α de 6 MeV dans l'argon dans des conditions normales de température et de pression est 4,8 cm. Son parcours dans l'argon à 1,6 kg /cm² est donc $\frac{4,8}{1,6}$ cm. Son parcours effectif dans le compteur est $\frac{4,8}{1,6}$ cm — 0,6 cm. Ce parcours correspond dans l'argon normal à un parcours

$$\left(\frac{4,8}{1,6}\text{ cm} - 0,6\text{ cm}\right) \times 1,6 = 4,8\text{ cm} - 0,96\text{ cm} = 3,84\text{ cm}.$$

Un parcours de 3,84 cm correspond à une énergie de 5,2 MeV. Autrement dit, une particule α du Th *C* perd 5,2 MeV dans le compteur. Le nombre de paires d'ions créés est donc :

$$n = \frac{5,2 \times 10^6}{25} = 200\ 000$$

La capacité *C* de l'ensemble de l'électrode collectrice et de l'entrée du système amplificateur est d'environ 20 pF. La variation de tension de l'électrode collectrice $\delta V_{max} = \frac{ne}{C}$ sera

$$\delta V_{max} = \frac{2.10^5 \times 4,8.10^{-10} \times 300}{20} = 1,4.10^{-3}\text{V} = 1,4\text{ mV}.$$

Un calcul analogue pour une particule α du Th *C'* donne comme variation de tension de l'électrode collectrice $\delta V_0 = 2,3$ mV.

Nous avons déterminé les courbes donnant le nombre des impulsions en fonction de leur hauteur pour diverses valeurs de la tension appliquée à

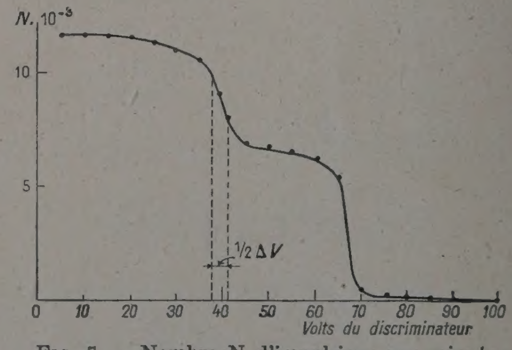


Fig. 7. — Nombre N d'impulsions par minute en fonction de leur hauteur.

l'électrode collectrice, de 1 600 à 2 000 volts. Nous avons ensuite déterminé ces courbes avec une pression de remplissage de 1,4 kg/cm². Toutes ces courbes sont en bon accord avec les courbes théoriques. Nous reproduisons par exemple (*fig.* 7) la courbe obtenue avec :

Pression d'argon : 1,6 kg/cm².
Tension sur l'électrode collectrice : 1 800 V.
Gain du système amplificateur 19 000 (le système amplificateur utilisé lors de l'étalonnage présentait un gain un peu différent du dernier modèle décrit plus haut mais reposait sur le même principe, avait les mêmes qualités et les mêmes constantes de temps).

Nous observons nettement deux paliers, la fin du premier se situant vers 40 V et celle du second vers 67 V. Ces indications en volts sont celles du discriminateur. Compte tenu de l'étalonnage de ce discriminateur, nous pouvons admettre comme fins des paliers 36,5 V et 61 V. Nous vérifions que $\frac{36,5}{61} = \frac{1,4}{2,3} \approx 0,6$. D'autre part, les hauteurs de ces deux paliers sont à très peu près dans le rapport $\frac{35}{65}$. La dispersion, définie par $\frac{\Delta V}{V_m}$ où ΔV est l'intervalle qui contient 50 % des impulsions observées, est d'environ $\frac{6}{40}$ soit 15 % pour le premier groupe de particules α et $\frac{8}{67}$ soit 12 % pour le deuxième groupe. Ces nombres sont acceptables

Le coefficient de multiplication par le gaz est

$$\frac{36,5}{1,4 \times 19} = \frac{61}{2,3 \times 19} \approx 1,3.$$

Nous calculons ainsi le coefficient de multiplication par le gaz dans les conditions de chaque expérience et traçons sur papier semi-logarithmique les courbes donnant le coefficient de multiplication par le gaz M en fonction de la tension de l'électrode collectrice pour les deux pressions de remplissage 1,4 kg/cm² et 1,6 kg/cm². Ces deux courbes (*fig.* 8) sont très sensiblement des droites comme le prévoit la théorie.

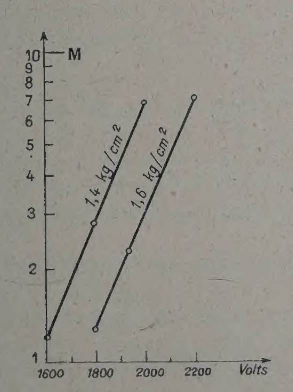


Fig. 8. — Coefficient de multiplication M par l'argon en fonction de la tension appliquée à l'électrode collectrice.

Aucun démontage n'est nécessaire après l'étalonnage. La période du dépôt actif du thorium étant 10,7 h, nous attendons une centaine d'heures et pouvons poursuivre les expériences.

3. **Distribution des impulsions pour des neutrons monoénergétiques.** — Le compteur proportionnel décrit a été construit pour être utilisé en spectromètre de neutrons. Pour déduire le spectre de neutrons de la distribution des impulsions de recul observée, il est nécessaire d'avoir la distribution de la hauteur des impulsions pour des neutrons monoénergétiques. Nous pouvons déterminer par le calcul cette distribution. Nous nous réservons de vérifier expérimentalement que le compteur placé en présence d'un faisceau de neutrons monoénergétiques donne des impulsions dont la distribution est en accord avec ce calcul.

Nous conviendrons de mesurer les hauteurs d'impulsion en fonction de l'énergie des neutrons E_n plutôt qu'en électrons-volts. Autrement dit, si P désigne la hauteur de l'impulsion en électrons-volts, nous exprimerons les distributions intégrale et différentielle des hauteurs d'impulsions par des fonctions $F\left(\frac{P}{E_n}\right)$ et $f\left(\frac{P}{E_n}\right)$ [2]. Le taux de comptage, c'est-à-dire le nombre total d'impulsions par neutron monoénergétique frappant le radiateur, s'exprime par $\varepsilon(E_n)$. $\varepsilon(E_n)$ est l'efficacité de l'ensemble radiateur-compteur. Avant d'expliciter les fonctions $f\left(\frac{P}{E_n}\right)$ et $F\left(\frac{P}{E_n}\right)$ nous allons étudier cette efficacité.

4. **Efficacité du radiateur.** — C'est le nombre moyen de protons de recul produits quand un neutron frappe le radiateur et détectés par le compteur.

Dans le système du laboratoire, soit θ l'angle entre les lignes de fuite du neutron incident et du proton de recul. D'après le principe de conservation de l'énergie, l'énergie E d'un proton de recul est $E = E_n \cos^2 \theta$. Cette énergie est maximum pour une collision de front ($\theta = 0$) auquel cas elle prend la valeur $E_{max} = E_n$.

Quand un neutron d'énergie E_n frappe le radiateur mince d'épaisseur t, le nombre de protons émis dans un petit angle $d\omega$ défini par $d\theta$ peut s'exprimer par :

$$n = \nu t \frac{\sigma}{\pi} \cos \theta . 2\pi \sin \theta \, d\theta = 2\nu t \, \sigma \cos \theta \sin \theta \, d\theta$$

où ν représente le nombre d'atomes d'hydrogène par cm³ dans le radiateur.

t l'épaisseur du radiateur,

σ la section de choc totale neutron-proton,

$\frac{\sigma}{\pi}\cos\theta$ représentant la section de choc différentielle dans la direction θ [3].

$2\pi \sin\theta \, d\theta$ représente $d\omega$ dans le système du laboratoire. Nous allons examiner quelle est la fraction de ces n protons de recul émis par le radiateur qui est détectée par le compteur.

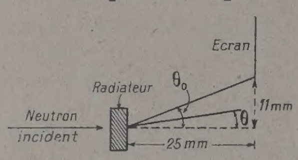


Fig. 9. — Geométrie du dispositif expérimental.

Le radiateur se trouve à la distance 2,7 cm de l'entrée du compteur et la collimation est assurée par un écran définissant l'angle θ_0 de la figure 9.

Le parcours d'un proton d'énergie E dans l'argon normal est $R(E)$ exprimé en cm. Dans l'argon à la pression p, ce parcours est $\frac{R(E)}{p}$ (p en kg/cm²). Le parcours utile dans le compteur (argon à la pression p) est donc

$$\frac{R(E)}{p} - 2{,}7 \text{ cm.}$$

Ce parcours dans l'argon à la pression p correspond à un parcours dans l'argon normal :

$$\left(\frac{R(E)}{p} - 2{,}7\right) p = R(E) - 2{,}7p.$$

Pour entrer dans le compteur, un proton doit avoir un parcours supérieur à 2,7 p cm dans l'argon normal.

Soit $2{,}7 \times 1{,}6 = 4{,}32$ cm pour le compteur rempli à 1,6 kg/cm², soit 1,4 MeV.

Soit $2{,}7 \times 1{,}4 = 3{,}78$ cm pour le compteur rempli à 1,4 kg/cm², soit 1,3 MeV.

Nous allons poursuivre les calculs pour le compteur rempli à 1,4 kg/cm². Seuls les protons de recul dont l'énergie est supérieure à 1,3 MeV pourront être détectés par le compteur, à condition bien entendu qu'ils ne soient pas arrêtés par l'écran.

θ varie de 0 à θ_0 défini par $\operatorname{tg}\theta_0 = \frac{11}{25}$

$\cos^2\theta$ varie de 1

$$\text{à } \cos^2\theta_0 = \frac{1}{1+\operatorname{tg}^2\theta_0} = \frac{625}{746} = 0{,}84$$

E varie donc de E_n à $0{,}84\,E_n$.

1er Cas : $E_n \leqslant 1{,}3$ MeV. — Le compteur ne détecte aucun proton de recul. Tous ont des énergies trop faibles pour entrer dans le compteur.

2e Cas : 1,3 MeV $\leqslant E_n \leqslant$ 1,55 MeV. — Tous les protons de recul ont des énergies comprises entre 1,3 MeV et E_n. Ils ont des directions telles que $\theta < \theta_0$ donc ne sont pas arrêtés par l'écran et entrent dans le compteur. L'efficacité du radiateur est mesurée par :

$$\varepsilon(E_n) = \int_0^{\theta_1} 2\nu t\,\sigma \sin\theta\cos\theta\,d\theta = \nu t\,\sigma\sin^2\theta_1$$

où l'angle θ_1 est défini par $E_n\cos^2\theta_1 = 1{,}3$

$$\cos^2\theta_1 = \frac{1{,}3}{E_n} \text{ d'où } \sin^2\theta_1 = \frac{E_n - 1{,}3}{E_n}$$

et finalement

$$\boxed{\varepsilon(E_n) = \nu t\,\sigma\,\frac{E_n - 1{,}3}{E_n}.}$$

Nous remarquons que, dans ce cas, le parcours des protons dans le compteur est très faible, dans une région où la multiplication par le gaz se fait mal.

3e Cas : $E_n \geqslant 1{,}55$ MeV. — C'est de loin le cas le plus intéressant. Ici l'angle θ_0 limite les protons acceptables. L'efficacité du radiateur est

$$\varepsilon(E_n) = \int_0^{\theta_0} 2\nu t\,\sigma\cos\theta\sin\theta\,d\theta = \nu t\,\sigma\sin^2\theta_0$$

avec

$$\sin^2\theta_0 = \frac{121}{746} = 0{,}16$$

soit

$$\boxed{\varepsilon(E_n) = 0{,}16\ \nu t\,\sigma.}$$

Autrement dit, un neutron d'énergie $E_n \geqslant$ 1,55 MeV tombant sur le radiateur produit 0,16 $\nu t\sigma$ protons de recul détectés par le compteur. Les énergies de ces protons sont étalées entre E_n et $E_n\cos^2\theta_0 = 0{,}84\,E_n$.

Nous allons donner un ordre de grandeur pour $\varepsilon(E_n)$. Nous remarquons que l'expression $\varepsilon(E_n)$ faisant intervenir σ, nécessairement $\varepsilon(E_n)$ est faible. La paraffine utilisée pour le radiateur contient le 1/7 de son poids en hydrogène. Le nombre ν de noyaux d'hydrogène par cm³ dans le radiateur est donc

$$\nu = \frac{0{,}9}{7} \times 6.10^{23} = 8.10^{22} \text{ noyaux par cm}^3.$$

Le produit $t\nu$ représente le nombre de noyaux d'hydrogène par cm² dans le radiateur. Nous poursuivons le calcul pour le radiateur de 830 µg/cm² :

$$t\nu = \frac{830}{7} \times 10^{-6} \times 6.10^{23} = 7{,}2 \times 10^{19} \text{ noyaux par cm}^2.$$

En tenant compteur des valeurs de la section de choc neutron-proton, nous obtenons pour $\varepsilon(E_n)$ les valeurs suivantes données sous forme de tableau :

En (MeV)	1,6	2	3	4
$\varepsilon \times 10^5$	4,3	3,4	2,6	2,3

Détermination des fonctions $f(P/E_n)$ et $F(P/E_n)$. — Nous supposons $E_n \geqslant 1{,}55$ MeV. Soit $p(E)\,\mathrm{d}E$ la probabilité pour un proton de recul produit dans une collision d'avoir une énergie comprise entre E et $E + \mathrm{d}E$. La fonction $f(P/E_n)$ donnant le spectre différentiel des impulsions est liée à $p(E)$ par la relation

$$f\left(\frac{P}{E_n}\right) = E_n\, p(E)\, \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}P}.$$

La distribution intégrale des énergies des protons de recul s'exprime par une fonction $F\left(\frac{P}{E_n}\right)$. Nous prendrons pour définition de cette fonction le nombre de protons donnant une impulsion supérieure à une valeur donnée P, par proton de recul produit.

$$F\left(\frac{P}{E_n}\right) = \int_{\frac{P}{E_n}}^{\frac{P_{\max}}{E_n}} f\left(\frac{P'}{E_n}\right) . \mathrm{d}\left(\frac{P'}{E_n}\right).$$

La valeur donnée P doit être supérieure à $P_{\min}$ correspondant à l'énergie minimum $0{,}84\ E_n$ des protons de recul détectés par le compteur dans le cas considéré.

$P_{\max}$ est l'impulsion correspondant à l'énergie maximum E_n du recul. Pour un neutron tombant sur le radiateur, on a $t\nu\sigma$ protons de recul produits donc le taux de comptage (nombre d'impulsions supérieures à P) sera donné par $\eta = t\nu\,\sigma F\left(\frac{P}{E_n}\right)$.

Il est alors évident que si on prend $P = P_{\min}$, on doit trouver pour $\eta(P_{\min})$ le nombre total d'impulsions par neutron incident soit $\eta(P_{\min}) = \varepsilon(E_n)$ ce qui donne

$$F\left(\frac{P_{\min}}{E_n}\right) = 0{,}16.$$

Nous allons calculer séparément $p(E)$ et $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}P}$ en fonction de E_n et de $\frac{P}{E_n}$.

Calcul de $p(E)$. — L'énergie d'un proton de recul diffusé dans la direction θ (système du laboratoire) est liée à l'énergie E_n du neutron incident par la relation $E = E_n \cos^2 \theta$. La probabilité pour que dans une collision le proton de recul soit diffusé dans la direction θ est

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma}\,\mathrm{d}\omega = \frac{1}{\pi}\cos\theta . 2\pi \sin\theta\, \mathrm{d}\theta = 2\sin\theta\cos\theta\, \mathrm{d}\theta.$$

La probabilité pour le proton de recul d'avoir une énergie comprise entre E et $E + \mathrm{d}E$ est donnée par :

$$p(E)\mathrm{d}E = 2\sin\theta\cos\theta\,\mathrm{d}\theta$$

où θ et E sont liés par la relation $E = E_n \cos^2\theta$

$$|\mathrm{d}E| = 2\,E_n \cos\theta \sin\theta\, |\mathrm{d}\theta|.$$

Par suite, la probabilité $p(E)$ pour un recul d'énergie comprise entre E et $E + \mathrm{d}E$ d'être produit dans une collision est donnée par :

$$\begin{cases} p(E) = 1/E_n \text{ pour } E < E_n \\ p(E) = 0 \text{ pour } E > E_n. \end{cases}$$

Si nous considérons une énergie $E < E_n \cos^2\theta_0 = 0{,}84\ E_n$ la probabilité d'émission du proton de recul est $1/E_n$ mais le recul étant produit dans une direction $\theta > \theta_0$ n'est pas détecté par le compteur.

Pour une énergie E telle que $E_n \cos^2\theta_0 \leqslant E \leqslant E_n$ la probabilité d'émission du proton de recul est $1/E_n$ et ce recul est détecté par le compteur.

Pour une énergie $E > E_n$, la probabilité d'émission est nulle.

En résumé. — La probabilité pour un proton de recul d'énergie comprise entre E et $E + \mathrm{d}E$ d'être produit dans une collision et détecté par le compteur est donnée par :

$$\begin{cases} p(E) = 1/E_n \text{ pour } 0{,}84\ E_n \leqslant E \leqslant E_n \\ p(E) = 0 \text{ pour } E < 0{,}84\ E_n \\ \qquad \text{ou } E > E_n. \end{cases}$$

Calcul de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}P$. — Soit $R(E)$ le parcours en cm dans l'argon normal d'un recul d'énergie E. Le parcours utile dans le compteur ramené à l'argon normal $R(P)$ est lié à $R(E)$ par la relation : (1) $R(P) = R(E) - 2{,}7\ p$.

Une bonne approximation pour la relation énergie-parcours est fournie par $R(E) = \alpha E^{3/2}$. Donc $R(P) = \alpha P^{3/2}$ et nous désignerons par $R_0 = \alpha E_n^{3/2}$ le parcours dans l'argon normal du recul d'énergie maximum E_n. Avec ces notations la relation (1) peut s'écrire :

$$\alpha P^{3/2} = \alpha E^{3/2} - 2{,}7p$$

ou après division par $\alpha E_n^{3/2}$

$$\left(\frac{P}{E_n}\right)^{3/2} = \left(\frac{E}{E_n}\right)^{3/2} - \frac{2{,}7p}{R_0} \qquad (2)$$

soit en différentiant :

$$\left(\frac{P}{E_n}\right)^{1/2} \mathrm{d}\left(\frac{P}{E_n}\right) = \left(\frac{E}{E_n}\right)^{1/2} \mathrm{d}\left(\frac{E}{E_n}\right)$$

E_n est une constante. Par conséquent :

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}E} = \frac{\mathrm{d}(P/E_n)}{\mathrm{d}(E/E_n)} = \frac{(E/E_n)^{1/2}}{(P/E_n)^{1/2}}$$

ou en tenant compte de la relation (2) :

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}E} = \frac{[(P/E_n)^{3/2} + 2{,}7p/R_0]^{1/3}}{(P/E_n)^{1/2}}} \quad \text{avec } p = 1{,}4 \text{ kg/cm}^2.$$

Calculs de $f\left(\frac{P}{E_n}\right)$ **et** $F\left(\frac{P}{E_n}\right)$. — La fonction de

distribution différentielle de la hauteur des impulsions $f\left(\frac{P}{E_n}\right) = E_n \, p(E) \frac{dE}{dP}$ s'explicite donc par :

$$f\left(\frac{P}{E_n}\right) = \frac{(P/E_n)^{1/2}}{[(P/E_n)^{3/2} + 2{,}7p/R_0]^{1/3}}.$$

Les valeurs extrêmes que peut prendre P correspondent aux énergies 0,84 E_n et E_n extrêmes des protons de recul détectés par le compteur donc

$$\frac{P_{max}}{E_n} = \left(1 - \frac{3{,}78}{R_0}\right)^{2/3}$$

et

$$\frac{P_{min}}{E_n} = \left[(0{,}84)^{3/2} - \frac{3.78}{R_0}\right]^{2/3} = \left(0{,}77 - \frac{3.78}{R_0}\right)^{2/3}.$$

La fonction $F\left(\frac{P}{E_n}\right)$ représente la distribution des impulsions supérieures à P, P étant choisi supérieur à P_{min} donc

$$F\left(\frac{P}{E_n}\right) = \int_{P/E_n}^{\left(1-\frac{3{,}78}{R_0}\right)^{2/3}} \frac{(P'/E_n)^{1/2}}{[(P'/E_n)^{3/2} + 3{,}78/R_0]^{1/3}} \, d\left(\frac{P'}{E_n}\right)$$

soit en utilisant

$$I = \int \frac{x^{1/2} \, dx}{[x^{3/2} + 3{,}78/R_0]^{1/3}} = [x^{3/2} + 3{,}78/R_0]^{2/3}$$

$$F\left(\frac{P}{E_n}\right) = 1 - \left[\left(\frac{P}{E_n}\right)^{3/2} + \frac{3{,}78}{R_0}\right]^{2/3}.$$

Nous rappelons que R_0 désigne le parcours dans l'argon normal du recul d'énergie maximum $E = E_n$.

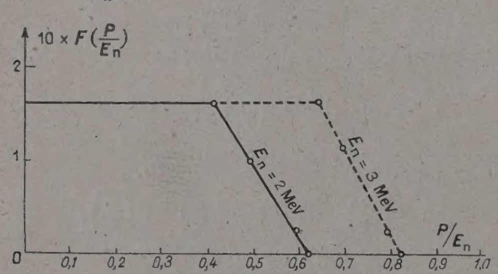


Fig. 10. — Distribution intégrale de la hauteur des impulsions.

Nous avons construit les courbes $F(P/E_n)$ en fonction de P/E_n pour les valeurs de $E_n = 2$ et 3 MeV (*fig.* 10).

Conclusion. — Nous avons essayé le compteur en présence d'un faisceau de neutrons dans les conditions suivantes :

Des deutons sont accélérés à 600 keV environ dans un accélérateur du type Greinacher et tombent sur une cible épaisse de béryllium.

Ce sont pas de bonnes conditions d'essai puisque, d'une part, les neutrons de la réaction $Be^9(d, n)B^{10}$ répartis théoriquement en groupes sont en fait très dispersés par l'utilisation d'une cible épaisse et, d'autre part, à 600 keV le rendement en neutrons rapides de la réaction étant encore assez faible, il ne saurait être question de collimater le faisceau. Enfin, l'analyse même grossière du faisceau de neutrons par des détecteurs à feuilles dénonce quelques défectuosités dans le fonctionnement actuel de l'accélérateur.

Les résultats obtenus ont été les suivants :

Le nombre de protons de recul provenant du radiateur de paraffine du compteur (830 μg/cm²) est obtenu en faisant la différence du nombre de protons comptés en plaçant successivement devant l'entrée du compteur le radiateur ou le blanc, le nombre de protons étant ramené à un même fonctionnement du générateur à l'aide des indications d'un moniteur BF_3. Dans ces premières mesures, nous n'avons pu mettre en évidence aucune différence significative. Nous avons alors repris ces mesures avec un radiateur épais de 5 mg/cm² dans le but d'augmenter l'efficacité de ce radiateur. Nous avons alors obtenu deux fois plus de protons avec le radiateur en face du compteur qu'avec le blanc. Nous avons attribué le trop grand nombre de protons parasites en partie à la vapeur d'eau

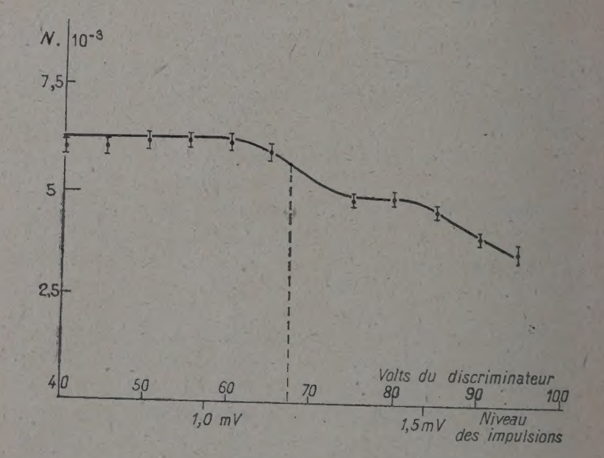


Fig. 11. — Nombre N des impulsions par minute, provenant des protons de recul produits par le radiateur, en fonction de leur hauteur. Le compteur est placé dans le faisceau des neutrons de la réaction $Be^9(d, n)B^{10}$ et met en évidence un groupe de neutrons de 2,5 MeV. Coefficient d'amplification (multiplication par le gaz et gain électronique) = 52 500.

qui pourrait se trouver dans l'argon de remplissage du compteur, en partie à la présence probable sur le trajet des neutrons dans le compteur de traces de substances hydrogénées. Nous avons d'une part,

effectué un remplissage plus lent du compteur en faisant passer l'argon dans un tube en U contenant du Cl_2Ca et P_2O_5. D'autre part, nous avons chauffé sous vide pendant plusieurs jours le compteur, dégazé soigneusement porte radiateur et blanc. De nouvelles mesures faites dans les mêmes conditions que les premières ont permis de constater l'efficacité de ces opérations. Le nombre de protons obtenus avec le radiateur est alors plus du triple du fond parasite. Ces dernières mesures permettent de mettre en évidence un groupe de neutrons à 2,5 MeV, sans grande signification puisque nous avons à la fois une cible épaisse et un radiateur épais (*fig.* 11).

Notre travail se poursuit et nous espérons donner dans un prochain article des résultats probants de mesure.

L'ordre des opérations à effectuer est le suivant :

1) emploi de cibles minces de béryllium ;

2) augmentation du rendement du générateur en neutrons rapides, en particulier par l'élévation de la tension d'accélération des deutons. Il sera alors possible, avec une cible de plus petites dimensions et une plus grande distance de la cible au radiateur du compteur, d'obtenir une meilleure canalisation des neutrons ;

3) dégazage plus soigné du compteur, installation éventuelle d'une purification permanente du gaz, et montage d'un radiateur plus mince.

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique Atomique de Lyon ; nous remercions le Pr J. Thibaud, Directeur, pour les moyens mis à notre disposition. L'un de nous a bénéficié pendant l'exécution de ce travail, d'une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique. Une partie du matériel a été acquise au moyen de subventions attribuées par le Commissariat à l'Énergie Atomique.

Manuscrit reçu le 16 juillet 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Elmore, Electronics N. N. E. S., vol. 1, MacGraw Hill Book Co.

[2] Rossi et Staub, Ionization chambers and counters, N. N. E. S., vol. 2, Mac-Graw Hill Book Co.

[3] Schiff, Quantum mechanics, p. 99 et 100. MacGraw Hill Book Co.

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 10 A.

STRUCTURES GRANULAIRES A COUCHE SUPERFICIELLE DANS LES CÉRAMIQUES A BASE D'OXYDE DE FER

Par J. SUCHET,
Ingénieur aux laboratoires de la S. A. Philips [1]

L'industrie radioélectrique utilise depuis quelques années des matériaux semi-conducteurs à base d'oxyde de fer, élaborés suivant la technique céramique [1]. Cette technique, dite également de « frittage », comporte généralement une réaction à l'état solide, une densification et, éventuellement, un grossissement de grain. Le présent article se propose de dégager une interprétation physique cohérente des phénomènes intervenant au cours de la densification, et notamment de l'influence du cycle thermique et des atmosphères oxydantes. Elle concerne deux types de matériaux produits industriellement : l'hématite avec induction de valence par TiO_2 et la ferrite mixte de manganèse / zinc, les conclusions tirées pour cette dernière étant également applicables à la ferrite mixte de nickel /zinc.

1. Position du problème. — La structure hétérogène de ce type de matériau a été révélée par la dispersion en fonction de la fréquence de la résistivité et de la permittivité, cette dernière pouvant atteindre en basse fréquence des valeurs extrêmement élevées. Koops a publié en 1951 les résultats relatifs à la ferrite mixte de nickel /zinc et a proposé d'en rendre compte à l'aide d'un modèle de régions conductrices séparées par des barrières isolantes [2]. Verwey et Volger ont peu après apporté de nouveaux résultats relatifs à des ferrites ou des manganites et proposé diverses explications pour ces couches superficielles [3]. Fairweather et Frost développèrent ensuite les calculs relatifs à cette dispersion [4]. Plus tard, Morin a fait allusion dans son étude de l'oxyde de nickel à l'éventualité de couches superficielles [5], et l'auteur a montré qu'une telle structure pouvait expliquer une anomalie de la conductibilité des céramiques à base d'oxydes de manganèse et de nickel [6]. Enfin Volger a récemment publié des résultats relatifs aux manganites semi-conducteurs ferromagnétiques [7].

Dans le cas général du frittage d'un matériau conducteur ou semi-conducteur, il serait logique de considérer que, durant la densification, la surface des zones de contact intergrains augmente avec la température de frittage, tandis qu'au contraire l'épaisseur des couches de soudure à réseau irrégulier diminue. La pente de la courbe résistivité/température de frittage $\rho(t_f)$ devrait donc être négative, sous réserve qu'il n'y ait pas encore trace de dissociation et que l'atmosphère soit neutre. Nous allons voir qu'il en est rarement ainsi.

La dissociation de l'hématite dans le vide commence, d'après Walden [8], à 1 100 °C et les valeurs de la pression d'oxygène données par la

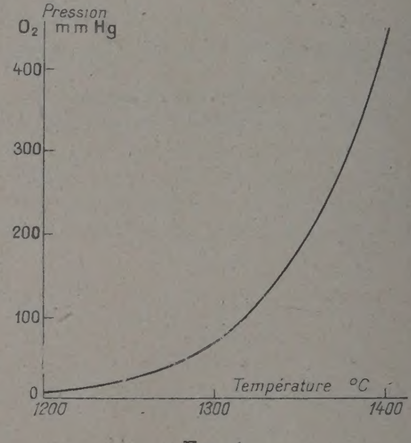


Fig. 1.

courbe de la figure 1 montrent qu'elle équilibre la pression partielle de l'oxygène dans l'air à 1 350 °C laissant prévoir l'apparition d'une deuxième phase de magnétite cubique dans les céramiques frittées dans l'air à des températures supérieures et refroidies suffisamment vite. Au-dessous de cette température, sans qu'il y ait séparation d'une seconde phase, il est connu que des défauts de structure apparaissent néanmoins dans le réseau de l'hématite, sans que l'on puisse déterminer de façon certaine s'il s'agit de cations en position intersticielle ● ou de vacances d'anion ⊡ :

$$\left(1+\frac{\delta}{2}\right) Fe_2^{3+} O_3^{2-} \longrightarrow (Fe_{1-\delta}^{3+} Fe_{\delta}^{2+})_2 \bullet_{\delta}^{2+} O_3^{2-} + \frac{3\delta}{4} O_2 \qquad (1)$$

$$\text{ou} \quad Fe_2^{3+} O_3^{2-} \longrightarrow (Fe_{1-\delta}^{3+} Fe_{\delta}^{2+})_2 \boxdot O_{3-\delta}^{2-} + \frac{\delta}{2} O_2.$$

[1] Actuellement au Centre des Recherches des produits Chimiques de la Cie Saint-Gobain

La diffusion de ces défauts est suffisamment rapide aux températures de frittage de l'ordre de 1 200 à 1 300° C pour que la concentration en cations ferreux soit alors homogène. Dans le cas des ferrites Fe_2O_3MO la dissociation n'interviendrait qu'à des températures de frittage très élevées, mais l'apparition de cations ferreux suppose, comme ci-dessus, l'existence de défauts de structure :

$$\left(1+\frac{\delta}{2}\right)(Fe_2^{3+}O_3,\ M^{2+}O) \longrightarrow$$

$$\left(Fe^{3+}_{2-2\delta}\,Fe^{2+}_{2\delta}\,\bullet^{2+}_{\delta}\,O_3,\ M^{2+}_{1+\frac{\delta}{2}}\,O_{1+\frac{\delta}{2}}\right) + \frac{3\delta}{4}\,O_2 \qquad (2)$$

ou

$$(Fe_2^{3+}O_3,\ M^{2+}O) \longrightarrow$$

$$(Fe^{3+}_{2-2\delta}\,Fe^{2+}_{2\delta}\,\boxed{\circ}\,O_{3-\delta},\ M^{2+}O) + \frac{\delta}{2}\,O_2$$

Lorsque le matériau se refroidit, nous savons que les gaz composant l'atmosphère de frittage ont la possibilité de pénétrer dans le matériau, l'écart entre la densité apparente et la densité cristallographique révélant toujours une certaine porosité, c'est-à-dire l'existence de pores gazeux et de zones intergrains à réseau irrégulier et à faible densité où la diffusion est facile (par exemple, pour la ferrite mixte étudiée ici, 4,8/5,3 soit une porosité de 9 %). Cette pénétration a lieu dès que la température s'abaisse et l'oxygène diffuse à partir des pores le long des limites intergrains. Reprenant l'interprétation proposée antérieurement [6], nous supposerons que l'oxygène peut être fixé sous forme ionique de manière à prolonger le réseau, suivant le processus de chimisorption connu dans le domaine de la catalyse, sous réserve que le passage simultané de cations métalliques à une valence supérieure rétablisse la neutralité du réseau :

$$2M^{n+} + \frac{1}{2}O_2 \longrightarrow 2M^{(n+1)+} + O^{2-}. \qquad (3)$$

La structure homogène résultant d'un début de dissociation à la température maxima de frittage va donc se trouver modifiée au cours du refroidissement en atmosphère oxydante mais, la vitesse de diffusion des défauts de structure étant réduite, cette modification n'affectera que la surface des grains de la céramique et plus particulièrement ceux de la surface de la pièce, d'où une double hétérogénéité microscopique et macroscopique. Les résultats rapportés ci-dessous seront interprétés en fonction de ce schéma. Nous verrons que cette interprétation conduit à envisager, pour la ferrite comme pour l'hématite, la possibilité d'un mécanisme d'oxydation autre que la chimisorption, et rendant compte d'anomalies dans les propriétés électriques et magnétiques.

2. **Étude du semi-conducteur Fe_2O_3/TiO_2.** — L'addition d'oxyde de titane à l'hématite et l'augmentation de conductibilité qui en résulte (phénomène d'induction de valence) ont été signalées par Verwey et ses collaborateurs en 1948 [9] :

$$(1-\delta)\ Fe_2^{3+}O_3^{2-} + 2\delta\ Ti^{4+}O_2^{2-}$$

$$\longrightarrow (Ti^{4+}_{\delta}\,Fe^{2+}_{\delta}\,Fe^{3+}_{1-2\delta})_2\,O_3^{2-} + \frac{\delta}{2}\,O_2 \qquad (4)$$

Morin [10], [11] et Grunewald [12] ont étudié en détail le comportement de ce semi-conducteur en fonction de la teneur en titane, mais pour des conditions de frittage uniformes (respectivement 1 100 et 1 300° C). La série d'expériences rapportée ici montre l'influence des conditions de préparation et notamment de la température de frittage.

Nous avons utilisé une hématite de synthèse obtenue par attaque de déchets de tôles, précipitation, séchage, et calcination à 1.000° C suivie d'un broyage. La poudre présente une courbe granulométrique de répartition en poids avec maximum entre 3 et 4 microns de diamètre apparent et fraction au-dessus de 12 microns négligeable. L'induction de valence était réalisée par une teneur moléculaire de 0,5 % en oxyde de titane finement broyé. Après un broyage humide de deux heures destiné à assurer un mélange intime, la poudre a été agglomérée par filage à l'aide d'un liant organique, coupée à longueur constante, puis frittée dans l'air à haute température. Les extrémités des bâtonnets ont alors été métallisées au cuivre, munies de connexions et trempées dans un bain de soudure plomb-étain. Le four employé était un four à passage continu où la vitesse de passage était élevée (cycle complet en une heure).

Les propriétés des bâtonnets ont été étudiées en fonction de leur température de frittage entre 1 250 et 1 400° C. Résistance et capacité ont été mesurées sur un pont d'impédances à diverses fréquences et une dispersion analogue à celle signalée par Koops pour la ferrite de nickel/zinc a été observée. La figure 2 donne en fonction de la température de frittage d'une part la résistivité en ohms-cm, d'autre part la permittivité apparente, pour les deux fréquences de 65 et 10 000 c/s (la chute rapide de ces valeurs a lieu pour des fréquences de relaxation de l'ordre de 500 à 1 000 c/s, sauf en ce qui concerne les très basses résistivités de la zone C). Les courbes en traits pointillés sont relatives à un mélange comprenant 95 % d'hématite et 5 % de silice en poudre fine.

La température de frittage correspondant au pic de résistivité (ici 1 370° C) dépend de la température de calcination de l'hématite synthétique utilisée : il peut varier de 1.390° C (poudres calcinées vers 900/950° C ayant le maximum de la courbe granulométrique entre 1 et 2 microns) à 1 350° C (poudres calcinées au-dessus de 1 100° C, maximum au delà de 10 microns). Ce pic est aigu lorsque la poudre est homogène (diamètres des grains sensiblement identiques) et aplati dans le cas contraire.

Il correspond toujours à un minimum pour la permittivité. Par ailleurs la présence de silice le déplace vers les températures plus basses. En utilisant une hématite naturelle broyée dont les grains avaient un diamètre apparent de l'ordre de 10 à 30 microns, nous avons pu observer directement une modification du réseau à la température correspondant à l'anomalie de résistivité. La figure 3 reproduit la courbe moyenne de retrait prise sur plusieurs filages avec différentes teneurs en titane ; elle met en évidence une anomalie à la température de 1 400° C pour laquelle la résistivité était maxima.

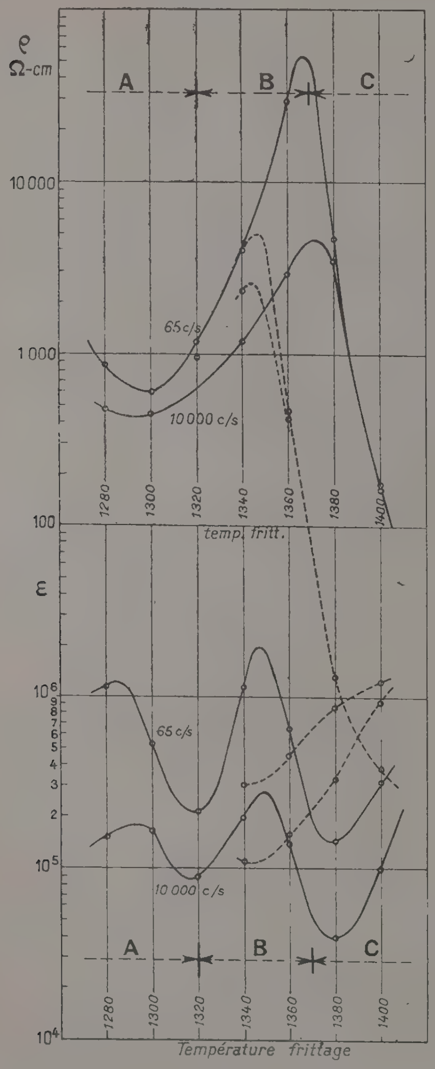


Fig. 2.

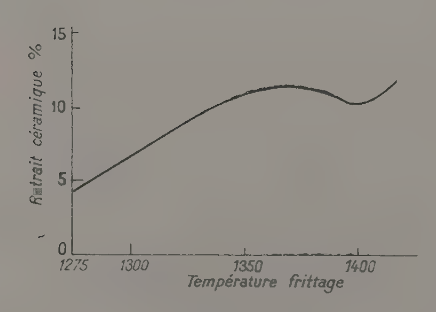


Fig. 3.

3. **Étude de la ferrite mixte Mn/Zn.** — Les conditions de frittage des ferrites ont été étudiées par de nombreux auteurs. Une publication assez ancienne de Hendricks et Albrecht, relative à la ferrite de cobalt, signale que la spinelle ferromagnétique devient paramagnétique par oxydation et que l'on observe simultanément un élargissement des raies caractéristiques sur les clichés obtenus aux rayons X [13]. Mais c'est surtout Snoek qui dégagea les règles essentielles de leur préparation et fut l'un des premiers à attirer l'attention sur l'importance fondamentale de la teneur en oxygène des produits frittés pour leur qualité magnétique et leurs pertes [14]. Il mentionna notamment la possibilité d'une suroxydation de la ferrite mixte de manganèse/zinc ainsi que le phénomène de « désaccommodation » qu'elle présente. Un remarquable travail de Okamura et Simoizaka a étudié ensuite les variations de la résistivité et des propriétés magnétiques de la ferrite de nickel en fonction de la température et de la durée du frittage pour différentes pressions d'oxygène [15]. Ces auteurs ont montré l'étroite relation qui existe entre l'oxydation de cette ferrite et sa résistivité en courant continu ou son aimantation à saturation, mais n'ont envisagé ni la possibilité de phénomènes distincts à la température maxima de frittage et au cours du refroidissement, ni l'existence de couches superficielles sur les grains de la céramique. Ils ont pour ces raisons éprouvé quelques difficultés à interpréter leurs résultats en accord avec le modèle de semi-conducteur de Wilson.

Enfin, plus récemment, Parker s'est efforcé d'interpréter les résultats de Volger sur les manganites alcalino-terreux. Se basant sur les mesures de dispersion de résistivité en fonction de la fréquence ainsi que celles de magnéto-résistance de cet auteur, il a émis l'opinion que, dans une région superficielle formée par oxydation, la matière n'est pas spontanément aimantée [16]. En d'autres termes, si l'on n'est pas trop éloigné du point de Curie, la désorganisation du réseau cristallin peut atténuer suffisamment l'intégrale d'échange des deux sous-réseaux ioniques de la ferrite pour que l'on ait une écaille paramagnétique à la surface de chaque grain et plus particulièrement de ceux situés à la surface de la pièce.

Nous avons utilisé ici, comme pour la prépa-

ration du semi-conducteur Fe_2O_3/TiO_2, une hématite de synthèse, ce que l'on sait être avantageux pour la préparation des ferrites [17] et décomposé le frittage en deux temps, la ferrite mixte se formant dans les conditions étudiées par Kedesdy et Katz [18]. Nous avons utilisé un four à chargement discontinu ayant un cycle thermique assez

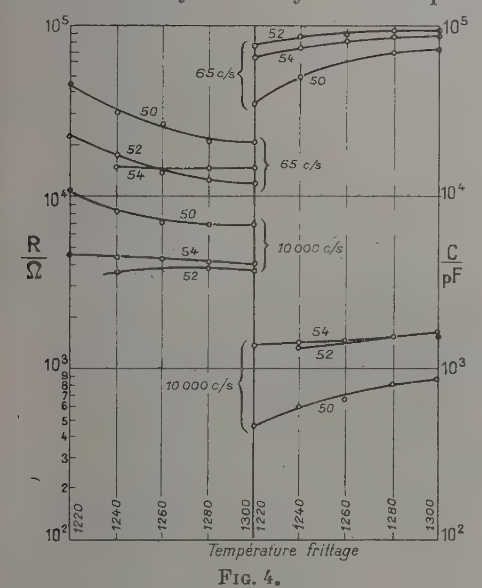


Fig. 4.

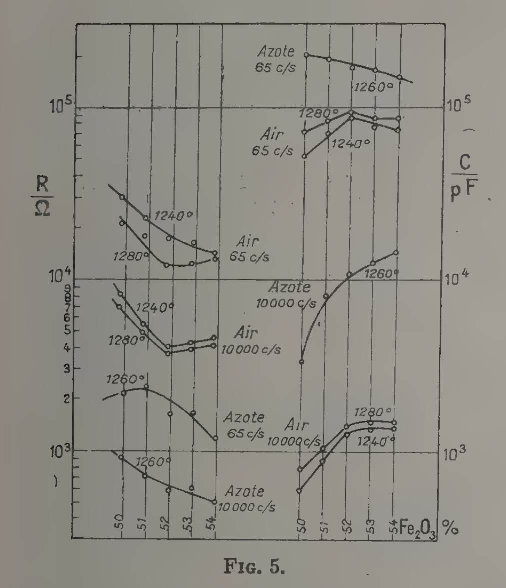


Fig. 5.

long (24 heures) dans le but d'accentuer les phénomènes d'oxydation — moins importants que dans l'hématite — durant le refroidissement et d'étudier ainsi plus facilement leurs effets. Les résultats diffèrent donc de ceux obtenus en fabrication normale. La composition chimique comporte un rapport moléculaire $MnO/ZnO = 1,68$ et des teneurs moléculaires en Fe_2O_3 allant de 50 à 54 %. Snoek a en effet montré que la perméabilité maxima est obtenue lorsqu'un léger excès de Fe_3O_4, de magnétostriction positive, compense la faible magnétostriction négative de la ferrite mixte [14], et cette présence de cations ferreux en régit — comme dans le cas de l'hématite au paragraphe précédent — la conductibilité. Les poudres ont été agglomérées par compression en forme d'anneaux minces de 36 mm de diamètre, frittées dans l'air ou l'azote après quoi la perméabilité a été mesurée au perméamètre 1 minute après désaimantation puis, les anneaux ayant été munis de connexions (quelques spires de fil de cuivre sur une zone graphitée), leur résistance et leur capacité parallèle ont été mesurées au pont d'impédances à 65 et 10 000 c/s. Les figures 4 et 5 indiquent ces dernières valeurs. La première les rapporte aux diverses températures de frittage et la seconde aux diverses teneurs en Fe_2O_3.

4. **Dissociation à haute température.** — Conformément au schéma indiqué § 1, nous pouvons nous attendre à ce que la concentration des ions ferreux liée aux défauts de structure apparus au cours du frittage soit une fonction exponentielle de la température maxima atteinte. Ces ions ferreux s'ajoutent à ceux préexistant dans le matériau, soit qu'ils aient été créés par le mécanisme de l'induction de valence (hématite), soit qu'ils résultent de la présence d'un excès d'oxyde de fer dans la composition (ferrite). Si nous n'avions à tenir compte que de la dissociation à haute tempé-

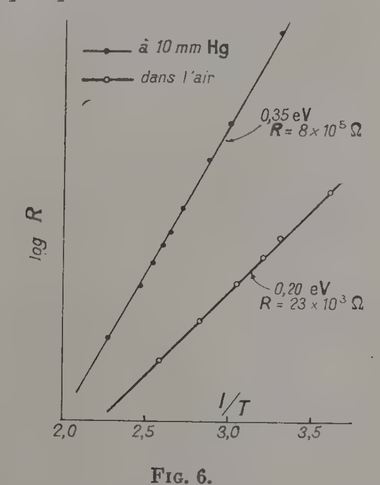


Fig. 6.

rature, sans réoxydation ultérieure, la pente de $\rho(t_1)$ devrait donc être négative et croître en valeur absolue à mesure que la température maxima atteinte au cours du frittage s'élève : c'est effectivement le résultat obtenu en atmosphère d'azote,

et on note également une pente négative en atmosphère oxydante pour des températures relativement basses (hématite, fig. 2, ferrite fig. 4).

Okamura et Simoizaka ont vérifié sur la ferrite de nickel que pour une même température de frittage la diminution de la pression de l'atmosphère (air) entraîne une diminution simultanée de la résistivité et de l'énergie d'activation apparente [15]. La loi de Meyer s'applique donc à l'influence de la concentration en ions ferreux (fig. 6, d'après O. et S.). Les auteurs japonais ont également noté une influence de la durée du palier à la température maxima (900 et 1 000° C), influence qui disparaît sans doute aux températures supérieures, les vitesses de diffusion des défauts étant plus élevées. Si l'on prend en considération, pour une température de frittage donnée, la teneur moléculaire en Fe_2O_3 avant frittage, se référant ainsi à la concentration initiale en cations ferreux, on doit donc trouver une pente négative $\rho(C_{Fe}2+)$. C'est ce que confirment sur la figure 5 les courbes relatives au frittage dans l'azote ainsi que le début (faibles concentrations) de celles relatives au frittage dans l'air.

Les clichés Debye-Scherrer des échantillons de ferrite de manganèse/zinc n'ont en aucun cas révélé aux températures de frittage utilisées une dissociation suffisante pour entraîner l'apparition d'une phase nouvelle. Par contre, ceux des échantillons d'hématite avec valence induite montrent la présence d'une phase spinelle dans la zone C de la figure 2, très nette dès 1 400° C. Les bâtonnets correspondants sont d'ailleurs attirables à l'aimant, et la chute rapide de la résistivité, conformément aux lois de Lichtenecker sur le mélange de deux phases, confirme qu'il s'agit bien de magnétite. Ceci est en parfait accord avec les prévisions faites au § 1.

5. **Premier stade d'oxydation.** — Suivant le modèle mathématique simple utilisé par Koops, Volger, Fairweather et Frost ainsi que par l'auteur, et schématisé par la figure 7, il vient :

$$\rho_{hf} = \rho_1 \qquad \varepsilon_{hf} = \varepsilon_1$$
$$\rho_{bf} = x\rho_2 + \rho_1 \qquad \varepsilon_{bf} = \varepsilon_1 \frac{x\rho_2^2 + \rho_1^2}{(x\rho_2 + \rho_1)^2} \qquad (5)$$

Fig. 7.

les indices hf et bf désignant deux fréquences haute et basse situées de part et d'autre de la fréquence de relaxation et suffisamment éloignées de celle-ci. x est le rapport, supposé très inférieur à l'unité, de l'épaisseur de la couche résistante au diamètre moyen des grains et sa valeur peut être calculée en fonction de ρ_{hf}, ρ_{bf}, ε_{hf} et ε_{bf} :

$$x = \frac{\varepsilon_{hf}}{\varepsilon_{bf}}\left(1 - \frac{\rho_{hf}}{\rho_{bf}}\right)^2. \qquad (6)$$

Pour la résistivité, qui intervient seulement dans le terme correctif, on peut prendre à la rigueur pour hf et bf les fréquences de 10 000 et 65 c/s utilisées ici, mais la dispersion de la permittivité en fonction de la fréquence fait décroître notablement celle-ci au delà de 10 000 c/s de sorte que nous calculerons la variation de x/ε_{hf} en fonction de la température de frittage sans préjuger de la valeur constante à donner à ε_{hf}, indépendante de la teneur en ions ferreux.

Le tableau I donne les valeurs trouvées pour l'hématite :

TABLEAU I

tp frittage	1 280	1 300	1 320	1 340	1 360	1 380° C
$10^7 x/\varepsilon_{hf}$	1,6	1,0	1,0	4,2	11,9	2e phase

Nous voyons que dans une première zone de températures, jusqu'à 1 320° C (zone A de la fig. 2), l'épaisseur de la couche superficielle reste sensiblement constante, pour augmenter ensuite très rapidement (zone B). Remarquons toutefois que, si l'on suppose que le diamètre moyen des grains correspond à celui des grains de la poudre d'hématite utilisée (4 microns), l'ordre de grandeur vraisemblable de quelques angströms pour la couche superficielle correspondrait à ε_{hf} = env. 1 000, alors que si l'on adopte $\varepsilon_{hf} = 20$ on est conduit à admettre un grossissement de grains très improbable de 4 à 200 microns. En fait, les bâtonnets préparés avaient une densité apparente de 4,7 soit une porosité relativement faible de 9,5 % : dans ces conditions la pénétration à l'intérieur du matériau a été réduite et l'hétérogénéité macroscopique est la plus importante. Déduction faite de la capacité correspondant à une couche résistante à la surface de la pièce, on trouverait sans doute une permittivité 50 à 100 fois plus faible.

Pour la ferrite étudiée, on trouve de même $10^7 x/\varepsilon_{hf}$ uniformément de l'ordre de l'unité, et pour la même raison (porosité 9 %). Si l'on applique toutefois la relation (6) aux résultats obtenus par Koops sur des disques rectifiés de ferrite mixte $Ni_{0,4}Zn_{0,6}Fe_2O_4$ [2], on obtient les ordres de grandeur indiqués par le tableau II :

Les deux premiers cas indiquent une chimisorption d'oxygène, évidemment plus marquée avec frittage dans l'oxygène. Les deux derniers,

TABLEAU II

Frittage à 1 300° dans	Refroidissement	% Fe^{2+} après frittage	$10^7 x/\varepsilon_{hf}$	Épaisseur (grains 1µ et $\varepsilon_{hf} = 20$)
—	—	—	—	—
air	brusque ds air	0,42	50	1,0
oxygène	brusque ds air	0,38	270	5,4
air	lent ds air	0,07	1 000	20
oxygène	lent ds oxygène	0,1	1 600	32

par contre, correspondant à des épaisseurs dix fois plus grandes pour la couche superficielle, indiquent un mécanisme d'oxydation plus complet abaissant notablement la teneur en ions ferreux.

6. **Deuxième stade d'oxydation. —** Considérons d'abord l'hématite avec induction de valence. Si les courbes figurant dans la zone A de la figure 2 sont bien compatibles avec le mécanisme de chimisorption, nous avons par contre apparition d'un phénomène nouveau dans la zone B. Nous avons vu au paragraphe précédent que l'allure des courbes de résistivité et de permittivité suggère un accroissement important de l'épaisseur de la couche superficielle pour les températures de frittage supérieures à 1 320° C. La concentration en défauts augmente d'ailleurs exponentiellement avec la température maxima atteinte durant le cycle thermique, et l'anomalie dans la variation du retrait obtenue pour une hématite naturelle révèle une importante désorganisation du réseau. Le phénomène de l'induction de valence étant étroitement lié à l'arrangement régulier du réseau cristallin, nous pouvons avancer que l'augmentation brusque de la résistivité est due à sa suppression au cours du refroidissement, d'abord dans la couche superficielle (1 350° C maximum de permittivité), puis dans tout le matériau (1 370° C maximum de résistivité et minimum de permittivité) :

$$(Ti^{4+}_{\delta}\, Fe^{2+}_{\delta}\, Fe^{3+}_{1-2\delta})_2\, O^{2-}_{3} + \frac{\delta}{2}\, O_2 \longrightarrow (Ti^{4+}_{\delta}\, Fe^{3+}_{1-\delta})_2\, O^{2-}_{3+\delta}. \quad (7)$$

Ceci suppose la pénétration dans le réseau des ions oxygène excédentaires.

La température correspondant au pic de résistivité se trouverait ainsi liée à la concentration en défauts dans le réseau de l'hématite, et donc au degré de perfection initial du réseau dans le cas d'un cycle thermique court, ce pic se produisant pour une température plus basse lorsque le réseau était déjà imparfait au départ. Ceci est en accord avec l'expérience, les hématites synthétiques calcinées à haute température ayant évidemment acquis une concentration en défauts plus élevée comme le montre leur couleur plus foncée. De même on conçoit que l'incorporation de substance étrangères telles que la silice contribue à désorganiser le réseau.

Dans le cas de la ferrite, nous émettrons de même que pour l'hématite l'hypothèse que les ions oxygène excédentaires diffusant aux limites des grains peuvent y pénétrer sur une distance de quelques mailles en raison des nombreuses vacances ioniques apparues, si la température maxima atteinte a été suffisamment élevée. Si la concentration en ions ferreux est suffisante, cette pénétration donne naissance à une structure superficielle stable comparable à celle de l'hématite cubique formée à partir de la magnétite :

$$(Fe^{3+})_A\, (Fe^{2+}\, Fe^{3+})_B\, O_4 + \frac{1}{4}\, O_2 \longrightarrow (Fe^{3+})\, (Fe^{3+}_{2})\, O_{4,5}.$$

Michel a en effet montré que la stabilité des composés obtenus par oxydation des magnétites substituées était nettement supérieure à celle de l'hématite γ [19], de sorte qu'il n'est pas anormal de trouver leur trace dans le cas de la ferrite alors que dans le cas du semi-conducteur Fe_2O_3/TiO_2 il n'existe aucun indice d'oxydation analogue de la magnétite formée dans la zone C (le refroidissement y était d'ailleurs beaucoup plus rapide). Il n'y a évidemment plus dans cette structure de possibilités d'échange d'électrons entre ions des sites B, d'où une importante augmentation de la résistance et, d'autre part, la modification ainsi apportée au sous-réseau B entraîne la disparition du ferrimagnétisme. L'influence de la concentration en ions ferreux sur la stabilité de la structure obtenue est clairement illustrée par la pente positive de la courbe résistivité/teneur en Fe_2O_3 (figure 5, air, teneurs > 52 %; observable seulement à 1 280° C pour les basses fréquences ; absente naturellement dans l'azote). La disparition du ferrimagnétisme semble donc liée au passage à la valence trois des cations ferreux des sites B.

7. **Aimantation à saturation et perméabilité. —** On sait que l'oxydation d'une pièce de ferrite de manganèse/zinc provoque toujours une diminution de la perméabilité et de l'induction à saturation et que l'enlèvement de quelques millimètres à la surface de la pièce frittée, quand il est possible, ne rétablit que partiellement les valeurs initiales. Attribué primitivement par Snoek à un changement de valence des ions manganèse, cet effet en réalité commun à de nombreuses ferrites a été reconnu ensuite imputable surtout à celui des ions ferreux, son importance grandissant rapidement lorsque la teneur moléculaire initiale en Fe_2O_3

dépasse 50 %. Okamura et Simoizaka ont aussi montré sur la ferrite de nickel qu'aux températures de frittage élevées l'aimantation à saturation de la pièce frittée et la pression d'air durant le frittage variaient en sens opposé [15].

Il est facile de rendre compte de ces observations si l'on admet que le deuxième stade d'oxydation de la céramique supprime le ferrimagnétisme à la surface des grains et à celle de la pièce. Pour un cycle thermique donné, il est courant que l'aimantation à saturation soit 5 % plus faible dans l'air que dans l'azote : un calcul rapide nous montre alors que la pièce frittée dans l'air comporte soit sur des grains sphériques de un micron de diamètre une couche oxydée de 85 angströms (hétérogénéité microscopique seule), soit pour un cube fritté étanche de 20 mm de côté une couche oxydée de 0,17 mm (hétérogénéité macroscopique seule). Nous retombons donc dans le cas général sur l'ordre de grandeur de quelques dizaines d'angströms (quelques mailles) déjà envisagé pour les céramiques à base d'oxydes de manganèse et de nickel [6]. et déduit au paragraphe 5 des résultats de Koops (tableau II).

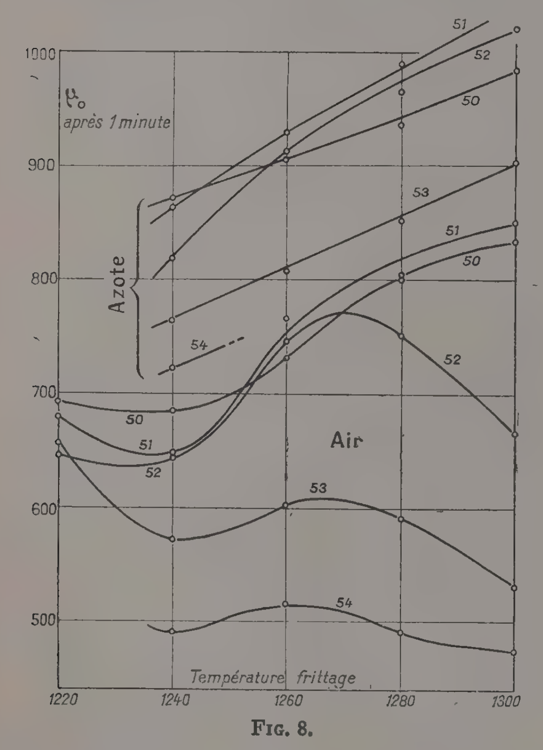


Fig. 8.

La figure 8 indique, en fonction de la température de frittage, la variation de la perméabilité pour des anneaux de diverses teneurs initiales en Fe_2O_3 frittés dans l'air ou l'azote. La composition correspondant à une magnétostriction nulle et à une perméabilité maxima varie pour le cycle thermique utilisé autour de 51 %, dépendant fortement de la température de frittage. Toujours plus faible dans l'air que dans l'azote, la perméabilité chute rapidement pour les teneurs en Fe_2O_3 supérieures à 52 % pour lesquelles on trouve figure 5 une augmentation de la résistivité. Le fait que la perméabilité diminue en outre fortement pour les températures de frittage de 1 280 et 1 300° C dans l'air montre bien que cette chute n'est pas due à la composition de la ferrite (excès de Fe_3O_3 par rapport à la composition optima) mais principalement à un phénomène d'oxydation.

Wijn a montré comment, aux basses températures de frittage, les zones de soudure intergrains s'opposaient au déplacement des parois de Bloch, d'où une courbe d'aimantation par rotation des spins indépendante de la fréquence [20]. Ce cas se présente pour les ferrites mixtes Mn/Fe, Mn/Zn, et Ni/Zn frittées vers 1 200/1 250° C, dont la densité est de l'ordre de 3,8 à 4,5 et la perméabilité initiale inférieure à 400, et la perméabilité aux faibles champs à 60 kc/s s'y trouve fortement diminuée par l'absence de déplacements de parois. Il est logique de supposer que le même effet peut être obtenu aux températures de frittage plus élevées si la grosseur initiale des grains d'oxyde de fer est suffisante pour retarder l'étanchéité et que la présence d'oxygène dans l'atmosphère de frittage amène la formation aux limites des grains de zones superficielles paramagnétiques. Cette interprétation est en accord avec l'expérience, à savoir que, toutes choses égales d'ailleurs, la substitution de l'air à l'azote entraîne une chute beaucoup plus importante de la perméabilité que de l'aimantation à saturation, et qu'elle affecte également les pertes, Le tableau III donne quelques résultats relatifs à la ferrite mixte Mn/Zn de composition indiquée plus haut, mais pour un cycle thermique normal comportant la température maxima de 1 290° C. La chute de la saturation est plus marquée dans le cas de gros grains :

TABLEAU III

Grosseur initiale grains oxyde fer	Atmosphère de frittage	Porosité finale	B_s 60 kc/s	μ 60 kc	10^3 tg δ 60 kc
env. 0,2 μ (hémat. synth.)	azote	10 %	3 560	830	7,3
	air	10 %	3 460	618	5,3
1 μ	azote	13 %	3 610	865	6,75
	air	13 %	3 410	662	4,3

Remarquons que l'existence de zones de soudure consécutives à un frittage incomplet ou bien des zones oxydées envisagées ci-dessus, en raison de leur plus faible densité, ramène le volume réel des pores gazeux à une valeur inférieure à celui qui peut être déduit de la porosité, de sorte que les valeurs du champ coercitif calculées à partir de la théorie de Néel en fonction de la porosité pêchent par excès. Par ailleurs l'existence de ces zones est probablement liée aux variations de la largeur de la raie d'absorption à la résonance ferromagnétique ainsi qu'au champ interne correctif introduit dans sa théorie pour les ferrites par Okamura [21] et Kojima [22].

8. **Désaccommodation et rôle des ions cuivreux.** — On observe dans presque tous les matériaux magnétiques un vieillissement correspondant à une baisse de perméabilité dans le temps, mais qui peut être annulé en soumettant le matériau à un choc magnétique tel que l'action d'un champ alternatif démagnétisant, d'où le nom « vieillissement réversible » (« désaccommodation » ou D. A. dans les travaux néerlandais). Décrit en détail par Webb et Ford [23], ce phénomène a été expliqué

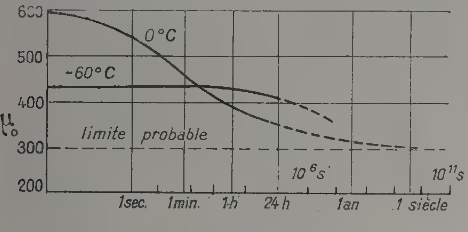


Fig. 9.

par Snoek pour le fer doux et les alliages fer-silicium en fonction du carbone et de l'azote dissous [14]. Dans le cas des ferrites mixtes de manganèse et de zinc, il peut provoquer des dérives importantes ainsi que le montre la figure 9, d'après Snoek. On peut le rencontrer également dans les ferrites mixtes de nickel et de zinc.

Nous désignerons ici par D. A. % la dérive de la perméabilité en 24 heures, rapportée à sa valeur mesurée 1 minute après désaimantation de l'anneau. La figure 10 indique sa valeur en fonction de la température de frittage pour les anneaux ayant diverses teneurs en Fe_2O_3. Nous constatons que les fortes valeurs de la D. A. coïncident encore avec les teneurs de 52 % et plus où se forme une couche superficielle importante. Il ne faut toutefois pas perdre de vue que, pour les températures de frittage élevées, la porosité du matériau est plus faible et l'oxydation affecte la surface de la pièce plus que celle de chaque grain. La chute de la perméabilité était liée à l'effet total alors que la D. A. ne dépend très probablement que de l'effet microscopique, d'où la légère diminution de cette dernière à 1 300° C alors que l'oxydation totale est pourtant beaucoup plus importante.

Il importe de remarquer que l'application du champ alternatif démagnétisant n'est suivie d'aucune variation appréciable de la résistivité et de la capacité parallèle ni sur la ferrite mixte, ni sur le semi-conducteur Fe_2O_3/TiO_2. Les courants de Foucault créés à l'intérieur des grains ne modifient donc pas la concentration des cations ferreux dans la couche superficielle. Il ne semble pas dans ces conditions que le phénomène de D. A. implique une diffusion électronique, mais plutôt un réarrangement des parois de Bloch tenant compte des discontinuités causées par les couches superficielles paramagnétiques.

D'après l'ensemble de résultats rapportés ci-dessus et l'interprétation que nous en avons donné, il apparaît que la formation d'une couche superficielle importante dans une céramique à base d'oxyde de fer suppose :

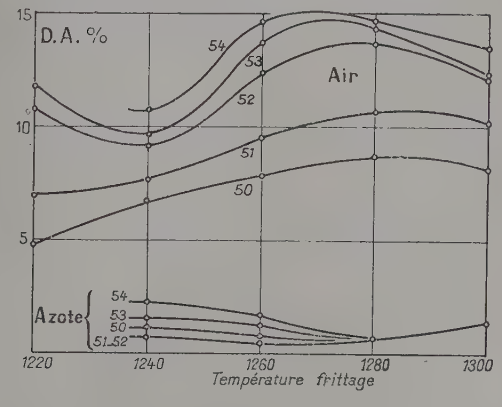


Fig. 10.

1) une température de frittage suffisante pour entraîner une certaine concentration en défauts de structure,

2) la diffusion d'oxygène pendant le refroidissement entre les grains d'un matériau poreux,

3) le passage des cations fer de la valence deux à la valence trois à la surface des grains.

Si l'on désire empêcher la formation de telles couches, il convient de diminuer simultanément la température de frittage et la porosité, qui varient en sens inverse, de sorte que ce but ne peut être atteint qu'en utilisant des poudres d'oxyde de fer à grains très fins telles que les hématites synthétiques. Quant à la troisième condition, elle ne découle pas nécessairement des deux premières : dans la première série d'éléments de transition, les énergies requises pour le passage d'un ion libre à

la valence supérieure sont — en électrons-volt — les suivantes [1] :

Mn^{2+} 34,2 — Fe^{2+} 30,6 — Co^{2+} 34,0 — Ni^{2+} 36,1 — Cu^{+} 20,3.

Si l'oxydation des cations-fer est plus probable que celle de ses voisins, il n'en est pas de même pour les ions cuivreux et l'on peut espérer que leur introduction dans une céramique à base d'oxyde de fer protègera quelque peu les ions ferreux.

L'expérience confirme assez bien ces prognostics : la valeur de ρ_2 est rapidement abaissée lorsque des teneurs même très faibles d'oxyde cuivreux sont substituées à des teneurs équivalentes en oxyde de manganèse. La dispersion de la résistivité du matériau en fonction de la fréquence est réduite et le facteur correctif carré de la relation (6) tombe à des valeurs assez faibles. La conséquence la plus intéressante est la chute rapide de la D. A. [24]. Par exemple, pour une poudre contenant 51 % d'oxyde de fer en grains relativement gros, la D. A. tombe de 6,5 % à 4,5 % par addition de Cu_2O au préfrittage et à 2,8 % si l'addition n'est faite qu'au frittage définitif, c'est-à-dire si son action est restreinte à la surface des grains formés durant le préfrittage. Cette diminution de la D. A. a été observée pour des cycles thermiques très divers ; pour des teneurs élevées en Fe_2O_3 elle s'accompagne d'un relèvement de la perméabilité initiale. Il est possible, dans certaines conditions, d'amener presque à zéro la D. A. malgré l'utilisation d'atmosphères oxydantes.

9. **Conclusion.** — En résumé, il ressort de cette étude qu'il y a lieu de distinguer dans les céramiques à base d'oxyde de fer et plus particulièrement dans les ferrites mixtes de zinc et de manganèse, nickel ou cobalt deux types de couches superficielles résistantes, formées par oxydation au cours du refroidissement :

a) une couche de très faible épaisseur, provoquée par la fixation sur le réseau d'ions oxygène excédentaires et le changement de valence simultané des ions ferreux à proximité immédiate. Cette couche rend compte de la dispersion de la résistance et de la capacité en fonction de la fréquence. Son mécanisme de formation d'identifie avec le phénomène de chimisorption connu en catalyse ;

b) une couche dont l'épaisseur peut être plus importante, de l'ordre de quelques mailles cristallines, et comportant donc l'insertion d'ions oxygène excédentaires dans le réseau. Dans l'hématite l'induction de valence est supprimée ; dans la ferrite, la structure du sous-réseau B est affectée et le ferrimagnétisme disparaît. La formation de cette couche suppose un certain désordre dans le réseau (température de frittage élevée) et la présence initiale d'ions ferreux qui passent à la valence supérieure.

La présence dans le réseau d'ions cuivreux plus facilement oxydables que les ions ferreux semble protéger ces derniers comme l'indique la chute de la valeur de ρ_2, le gain obtenu sur l'aimantation à saturation et la perméabilité, ainsi que la diminution importante de la D. A. Ces effets sont particulièrement marqués lorsque les dimensions des grains de l'oxyde de fer utilisé sont relativement importantes, par exemple de l'ordre de grandeur du micron, et qu'il est nécessaire d'augmenter la température de frittage pour atteindre une densification suffisante.

La notion de grains semi-conducteurs à couche superficielle semble précieuse pour l'étude du frittage et des propriétés des matériaux céramiques. Il y a lieu toutefois de bien noter que l'importance de la couche superficielle diminue lorsqu'on s'éloigne de la surface de la pièce frittée et que l'on a donc rarement affaire à des matériaux rigoureusement homogènes : les propriétés moyennes d'un matériau ne peuvent, en général, être définies que pour les pièces frittées de dimensions déterminées.

N. B. Je tiens à remercier mes collègues des laboratoires de la N. V. Philips à Eindhoven pour leurs critiques bienveillantes et leurs suggestions.

(Manuscrit reçu le 19 décembre 1955, publication retardée à la demande de la N. V. Philips.)

BIBLIOGRAPHIE

[1] Suchet (J.), *Bull. Soc. Fr. Electr.*, 1955, **5**, 274.
[2] Koops (C. G.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 121.
[3] *Proc. of the Reading's Conf.* (ed. by H. K. Henisch), Butterworths Sc. Publ. Ltd. London 1951.
[4] Fairweather (A.) et Frost (E. J), *Proc. I. E. E.*, 1953, **100**, 15.
[5] Morin (F. J.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1199.
[6] Suchet (J.), *J. Phys. Rad.*, 1955, **16**, 417.
[7] Volger (J.), *Physica*, 1954, **20**, 49.
[8] Walden (P. T.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1908, **30**, 1350.
[9] Verwey (E. J. W.), Haayman (P. W.) et Romeyn (F. C.), *Chem. Weekblad*, 1948, **44**, 705.
[10] Morin (F. J.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1005.
[11] Morin (F. J.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1195.
[12] Grunewald (H.), *Ann. Physik*, 1954, **14**, 129.
[13] Hendricks (S. B.) et Albrecht (W. H.), *Ber. B.*, 1928, **61**, 2153.
[14] Snoek (J. L.), New developments in ferromagnetic materials. Elsevier, Amsterdam, 1949.
[15] Okamura (T.) et Simoizaka (J.), *Sc. Rep. RITU*, A, (Jap.), 1950, **2**, 673.
[16] Parker (R.), *Physica*, 1954, **20**, 1314.
[17] N. V. Philips, Brevet français N° 929.710 du 24/6 46.
[18] Kedesdy (H.) et Katz (G.), Ceramic Age, 1953, **29**.
[19] Michel (A.), Colloque internat. C. N. R. S. « Réactions dans l'état solide », Paris, 1948.
[20] Wijn (H. P. J.), Magnetic relaxation and resonance phenomena in ferrites. *Thèse*, Leyde, 1953.
[21] Okamura (T.), *Sc. Rep. RITU* A, (Jap.), 1954, **6**, 89.
[22] Kojima, *Sc. Rep. RITU* A, (Jap.) 1954, **6**, 614.
[23] Webb (C. E.) et Ford (L. H.), *J. Inst. elect. Eng.*, 1934, **75**, 787.
[24] S. A. Philips, Brevet français non publié.

SÉLECTEUR D'AMPLITUDE POUR IMPULSIONS, A DURÉE D'ANALYSE CONSTANTE

Par MAURICE SPIGHEL et LOUIS PÉNEGE,
Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry.

Un sélecteur d'amplitude pour impulsions du type à deux seuils présente habituellement une fluctuation de durée d'analyse assez grande. Cette fluctuation est due pour une forte part à la variation relative entre la hauteur des impulsions et la hauteur du seuil du trigger de déclenchement et, pour une faible part, à la variation des pentes dV/dt des différentes impulsions (1). Ceux que l'on trouve dans l'industrie ont une variation de durée au moins égale à 5.10^{-7} sec. Cette variation Δt de durée d'analyse est gênante, notamment dans le cas où l'on veut mettre deux impulsions en coïncidence après analyse de chacune d'elles dans un sélecteur d'amplitude : le temps de résolution de l'appareillage est alors limité par Δt.

A. **Principe du dispositif.** — On peut réduire d'un facteur important cette variation de durée d'analyse en ajoutant au sélecteur d'amplitude une troisième chaîne de blocage et de définition dans le temps (*fig. I*). Un trigger de cette chaîne attaqué en un point T_R des impulsions d'entrée, T_R étant bien défini, nous fournit une impulsion III. Le début de cette impulsion est toujours décalé par rapport au début de l'impulsion à analyser, quelque soit la grandeur de celle-ci, d'un temps t_R à faibles fluctuations. Ces fluctuations restantes sont dues aux différentes valeurs de dV/dt des impulsions au point T_R. Le signal à la sortie du sélecteur doit être défini dans le temps par le début de l'impulsion III. Les variations de durée d'analyse du sélecteur se réduisent alors aux faibles variations introduites par la troisième chaîne.

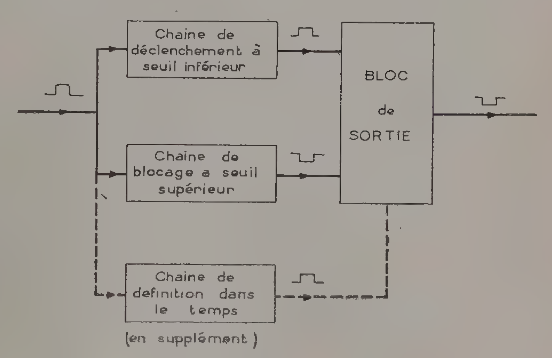


FIG. I.

B. **Choix de l'instant de référence dans l'impulsion à analyser.** — Il est infructueux de prendre ce point T_R simplement au début de l'impulsion en calant le trigger à un seuil très bas. Par exemple, si nous analysons entre 5 et 100 volts des impulsions à temps de montée linéaire (cas théorique) de $2{,}5.10^{-7}$ sec et si le trigger de la nouvelle chaîne a un seuil fixe de 0,5 volts, les variations dans le temps du déclenchement de ce trigger sont de $2{,}5 \times 10^{-7} \times 0{,}5/5 = 2{,}5 \times 10^{-8}$ sec. Mais la croissance d'une impulsion réelle délivrée par un détecteur de particules, compteur à scintillations ou compteur proportionnel, n'est sensiblement linéaire que de 10 % à 90 % de sa hauteur maximum : dV/dt est nul à l'origine. Les variations, en fait, son beaucoup plus grandes que celles indiquées plus haut. On ne peut d'autre part amplifier avant le trigger sensible car le bruit de fond le déclencherait. On est donc amené : 1° A prendre comme instant de référence T_R un instant différent du début. 2° Pour conserver le principe du trigger très sensible, à transformer la forme de l'impulsion de façon qu'à l'instant choisi dV/dt ne soit pas nul.

Dans une installation à compteur à scintillations ou à compteur proportionnel, les impulsions ont une forme bien définie par les constantes de temps

(1) RETARD DU DÉCLENCHEMENT D'UN TRIGGER. — Expérimentalement en 1re approximation, un trigger réglé au seuil V_0 ne basculera qu'à partir de l'instant t_d ou une impulsion obéissant à la loi $V(t) = f(t)$ aura satisfait à la condition :

$$\int_{t_0}^{t_d} (V - V_0)\, dt = C$$

t_0 étant l'instant où la hauteur de l'impulsion atteint le seuil V_0, $(t_d - t_0)$ est le retard au déclenchement.

Les triggers d'entrée de notre sélecteur, de la chaîne I de déclenchement à seuil inférieur et de la chaîne II de blocage à seuil supérieur ont une constante C voisine de 100 volt $\times$ milli-microsecondes. A titre d'exemple, si une impulsion rectangulaire a une hauteur supérieure de 1 volt au seuil V_0 elle déclenchera le trigger à partir de 10^{-7} sec ; si l'impulsion n'est supérieure que de 0,2 volts au seuil V_0, le retard au déclenchement sera de 5×10^{-7} sec. Pour une impulsion à temps de montée linéaire avec une pente égale à dV/dt, le retard au déclenchement sera égal à $(2C \times dt/dV)^{1/2}$: ce retard dépend donc de la pente des impulsions dans ce cas.

Une impulsion rectangulaire ayant une durée T devra avoir au minimum une hauteur V_T donnée par la relation : $V_T = C/T + V_0$.

électronique ou physique de l'installation, si l'on reste dans le domaine proportionnel. On prend un instant de référence déterminé par une fraction du temps de montée. Par exemple pour une impulsion positive de forme usuelle, une seule différentiation suffit à définir cet instant : c'est le début de la partie négative (*fig. IIa*),. Pour une impulsion de

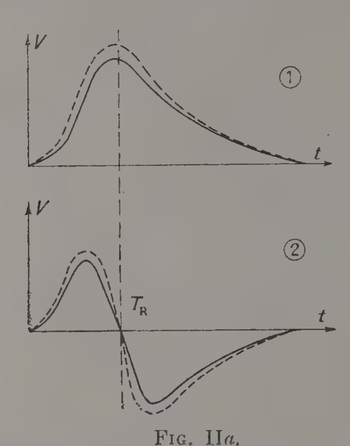
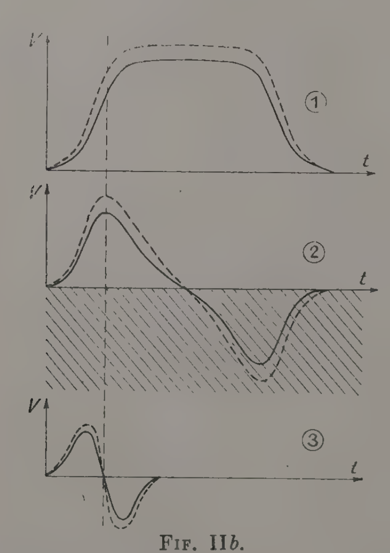


FIG. II*a*.
1. Impulsions de forme habituelle.
2. Après différentiation



FIF. II*b*.
1. Impulsions trapézoïdales.
2. 1re différentiation.
La partie négative de l'impulsion différentiée est supprimé par une diode.
1. 2e différentiation.

forme trapézoïdale comme nous en utilisons il faut deux différentiations successives (*fig. IIb*) ; la première différentiation ramène l'impulsion trapézoïdale à une impulsion de forme habituelle. A la suite de cette ou de ces différentiations, dV/dt n'est pas nul à l'instant T_R. De là vient la facilité de déclencher un trigger à seuil près du zéro. Dans ce cas la relation $2{,}5 \times 10^{-7}/k \times 0{,}5/5 = 2{,}5.10^{-8}/k$ est bien applicable : k est amené à la valeur désirable par amplification de l'impulstion transformée avant d'attaquer le trigger.

C. **Taux de répétition admissible.** — Ce simple procédé a un défaut : il réduit le taux de répétition admissible du sélecteur. Le trigger de définition dans le temps fonctionne et bloque la marche du sélecteur pour toutes les impulsions supérieures à un seuil mais dont la hauteur est en dessous de la bande à analyser. Ces impulsions provenant soit du bruit de fond électronique soit du bruit de fond physique du détecteur, peuvent être en nombre beaucoup plus grand que celles que l'on analyse. La probabilité est grande pour qu'une telle impulsion se situe juste avant ou juste après une impulsion à analyser, perturbe l'analyse de cette impulsion et réduise le taux de répétition admissible du sélecteur.

Pour supprimer ce défaut, le trigger de définition dans le temps ne devra déclencher que si l'impulsion a déjà déclenché la chaîne I. On ajoute pour cela à l'impulsion trapézoïdale de 40 volts provenant de la chaîne I, l'impulsion d'entrée convenablement retardée, différentiée, amplifiée puis changée de signe. On relève alors le seuil du trigger de définition dans le temps juste au-dessus de 40 volts. Une impulsion de grandeur convenable pour être analysée, transformée dans une partie de la chaîne III puis ajoutée à l'impulsion trapézoïdale de 40 volts, verra le trigger de définition dans le temps avec un seuil effectif très voisin de zéro, bien qu'il ait été relevé. La position dans le temps du signal délivré à la sortie de cette troisième chaîne correspondra donc à l'instant de référence choisi T_R dans l'impulsion d'entrée du sélecteur. Les impulsions indésirables ne pourront plus perturber la marche du sélecteur. La hauteur maximum des impulsions transformées dans la troisième chaîne devra évidemment être inférieure à 40 volts, pour ne pouvoir déclencher seules le trigger sans l'addition.

D. **Réduction encore plus grande des variations de durée d'analyse.** — Un trigger déclenchant avec un seuil même voisin de zéro, présente une fluctuation plus importante qu'un trigger calé juste au zéro, si cela était possible. Dans la note I nous monstrons qu'un trigger même situé au zéro voit des fluctuations dues aux différentes pentes dV/dt des impulsions : ce sont les fluctuations du retard au déclenchement d'un trigger.

On examine maintenant le cas d'un trigger placé à un seuil $-V_0$ légèrement négatif (*fig. III*) ; t_d est l'instant où le trigger déclenche. Les variations de l'instant initial t_0 où une impulsion dépasse le seuil $-V_0$ et les variations du retard au déclen-

chements ($t_d - t_0$) ne s'ajoutent pas, contrairement au cas où le seuil est positif : elles se compensent. Un trigger présente pour un seuil faiblement négatif des variations de l'instant de déclenchement t_d plus petites que pour un seuil nul ou positif.

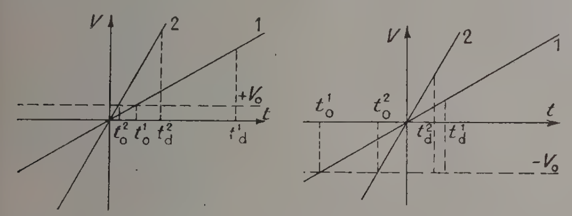


FIG. III. $t_d^2 - t_d^1$, pour $- V_0 \ll t_d^2 - t_d^1$, pour $+ V_0$.

Le trigger de définition dans le temps peut être calé à un seuil nul ou même à un seuil légèrement négatif par rapport à 40 volts, pour bénéficier de l'effet de compensation, si les deux conditions suivantes sont remplies simultanément :

a) Le retard amené par la troisième chaîne est suffisamment grand, pour que le moment T_R se situe toujours sur la partie plate de l'impulsion trapézoïdale venant de la chaîne I à seuil inférieur (*fig. IVa*).

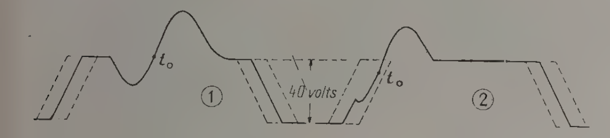


FIG. IV*a*.
1. Condition *a* remplie, condition *b* non remplie :
Le seuil ne peut être inférieur à 40 volts.
2. Condition *a* non remplie :
t_0 ne se trouve pas toujours sur la partie droite.

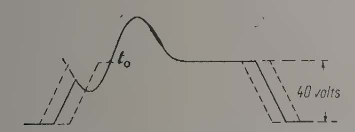


FIG. IV*b*. — Condition *a* et *b* remplies :
Le seuil peut être placé légèrement en dessous de 40 volts et t_0, compte tenu des fluctuations, se trouve toujours sur la partie droite.

b) Le retard est suffisamment petit, pour que la somme du début des deux impulsions à ajouter avant l'instant choisi T_R ait toujours une amplitude inférieure à la valeur du seuil du trigger de définition dans le temps (*fig. IVb*).

E. **Réalisation du sélecteur.** — Ces différentes considérations nous ont conduit à réaliser le sélecteur d'amplitude schématisé par la figure V avec l'explication dans la figure VI des fonctions de ses éléments. Il a la propriété d'avoir une durée d'analyse constante à 2.10^{-8} sec près, avec un seuil du trigger de définition dans le temps voisin de 40 volts, sans avoir le défaut de réduire le taux de répétition admissible des impulsions.

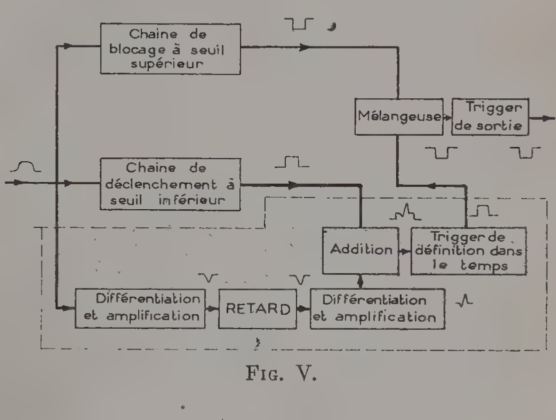


FIG. V.

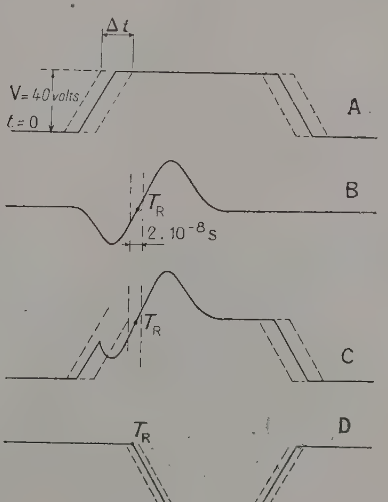


FIG. VI.
A. Signal à la sortie de la chaîne de déclenchement à seuil inférieur.
Signal à forte fluctuation.
B. Signal à la sortie de la deuxième différentiation et amplification. Le point T_R ne subit que de faibles fluctuations.
C. Signal à l'entrée du trigger de définition dans le temps. Somme de A et de B, conditions *a* et *b* remplies.
D. Signal à la sortie du trigger de définition dans le temps, si le seuil de ce trigger est voisin de l'amplitude V de l'impulsion A.
Le signal de sortie du sélecteur a une forme identique et les mêmes fluctuations faibles soit : 2.10^{-8} secondes.

En calant le seuil du trigger à une valeur légèrement inférieure à 40 volts, après avoir plus minutieusement réglé les différentes parties du sélecteur, la durée d'analyse du sélecteur est constante à 5.10^{-9} sec près ; ceci est obtenu avec des impulsions ayant un temps de montée de $2,5.10^{-7}$ sec à

l'entrée. Le schéma partiel du sélecteur est donné dans la figure VII.

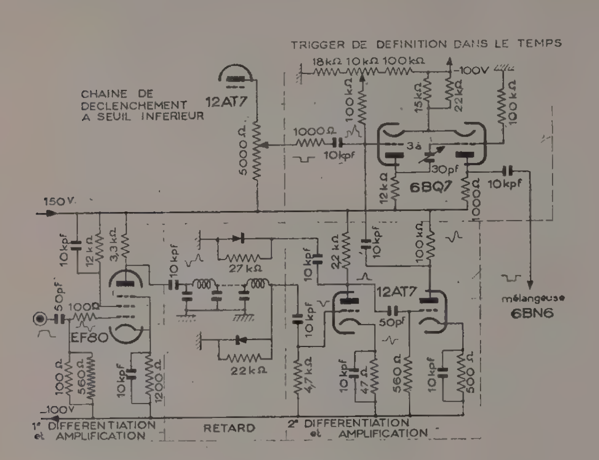


Fig. VII.
Réalisation de la partie en pointillé de la figure V.

Pour une installation de physique nucléaire à deux photo-multiplicateurs en coïncidence rapide avec sélection d'énergie dans les deux canaux, la réalisation de tels sélecteurs permet, pour des temps de résolution de l'ordre de 1 à 2.10^{-8} sec de remplacer l'appareillage de la figure VIII A par l'appareillage simplifié de la figure VIII B.

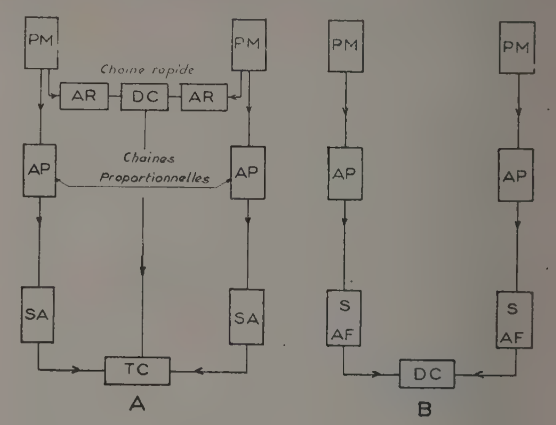


Fig. VIII.
P. M. — Photomultiplicateur.
A. R. — Ampli rapide pour temps de montée 10^{-8} s.
A. P. — Ampli proportionnel pour temps de montée $2,5.10^{-7}$ sec.
S. A. — Sélecteur d'amplitude courant.
S. A. F. — Sélecteur d'amplitude à durée fixe d'analyse.
D. C. — Double coïncidence à 10^{-8} sec.
T. C. — Triple coïncidence à $2,5.10^{-7}$ sec.

L'appareil de G. S. Stanford et G. F. Pieper [1] est une réalisation voisine.

Manuscrit reçu le 23 octobre 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Stanford (G. S.) et Pieper (G. F.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 847.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 23 A

ACOUSTIQUE ET PHYSIOLOGIE PHONATOIRES

Par Raoul HUSSON,

Chargé de Recherches au C. N. R. S.,
Chargé d'un Cours Libre sur la Phonation à la Faculté des Sciences de Paris.

Plan

I. Introduction.

§ 1. Il est admis depuis plus d'un siècle que les cordes vocales de l'homme, pendant la phonation, constituent un système d'anches (battantes ou à bourrelets), écartées par la pression sous-glottique, et ramenées en contact par rappel élastique. Cette hypothèse ne repose toutefois sur aucune expérience. Elle n'est qu'une vue de l'esprit, d'apparence logique, résultant de la simple comparaison des cordes vocales accolées avec un système d'anches. En fait, elle est en contradiction avec une foule de données expérimentales et cliniques, dont nous rapporterons les trois suivantes seulement : 1° Lorsqu'un sujet passe d'un son de poitrine à un son de fausset, son sphincter glottique se décontracte ; le rappel étant plus lent, le son devrait baisser ; c'est le contraire qui a lieu, et la voix de fausset permet d'atteindre une fréquence double de celle à laquelle on accède en voix de poitrine. 2° Dans certains troubles vocaux, les deux cordes vibrent avec une différence de phase d'une demi-période, c'est-à-dire que la gauche s'écarte de la ligne glottique médiane lorsque la droite s'en rapproche, et inversement, mécanisme inexplicable avec la génèse ci-dessus invoquée. 3° Dans certaines affections centrales, les cordes vocales sont intactes, s'accolent normalement, mais ne vibrent jamais, quelle que soit la pression sous-glottique réalisée par le sujet et l'intensité de sa volition (paralysie limitée à la vibration).

Pour ces raisons, et d'autres, le problème de la génèse de la vibration des cordes vocales a dû être repris *ab ovo* [1]. Il a donné lieu, depuis 1950, à une suite de travaux expérimentaux nombreux et parfois difficiles, dont la plupart ont été faits en France, conditionnant une révision complète de la physiologie phonatoire. Nous en donnons ci-dessous un exposé-résumé, en insistant sur les problèmes acoustiques nouveaux qui sont corrélativement apparus.

II. Le fonctionnement du larynx.

§ 2. **Les expériences d'André Moulonguet.** — Il convenait d'abord de rechercher les phénomènes électriques dont le nerf récurrent (nerf moteur du larynx) était le siège pendant la phonation. Pour cela, il fallait placer sur ce nerf, *in vivo*, des électrodes réceptrices durant l'émission des sons. L'expérience fut réalisée sur l'homme, à trois reprises, en 1952-1953, par le Dr André Moulonguet, membre de l'Académie de Médecine, dans



Fig. 1.

son Service de Laryngologie de l'Hôpital Boucicaut, à l'occasion de laryngectomies totales. Après la mise à nu du nerf et la pose des électrodes, le sujet est prié d'émettre une voyelle quelconque, captée par un micro placé devant ses lèvres (*fig.* 1). La

tension du microphone et l'activité électrique du récurrent, amplifiées, sont conduites sur un oscillographe cathodique à double trace, et photographiées. La figure 2 représente une portion des enregistrements recueillis : à gauche, à vide ; et à droite, pendant la 110e seconde. Les traces doivent se lire en descendant ; celle du dessus est donnée par le microphone, et celle du dessous issue de l'activité récurrentielle. Les traces figurées à gauche traduisent un léger bruit de la salle d'opérations et un bruit de fond électrique de l'amplificateur. Les traces de droite montrent que, à chaque instant, les vibrations vocales sont homorythmiques des influx récurrentiels. Comme ces derniers, en certains points des enregistrements, non représentés ici, apparaissent 7 à 8 centièmes de seconde avant les vibrations vocales, ils ne peuvent résulter, ni d'un effet microphonique, ni d'un arc réflexe d'origine myotatique, et sont des influx moteurs d'origine centrale. Les influx moteurs récurrentiels, résultant d'une activité centrale, commandent donc « coup pour coup » la vibration des cordes vocales. Pour tous détails concernant ces célèbres expériences, nous renverrons aux mémoires originaux [2].

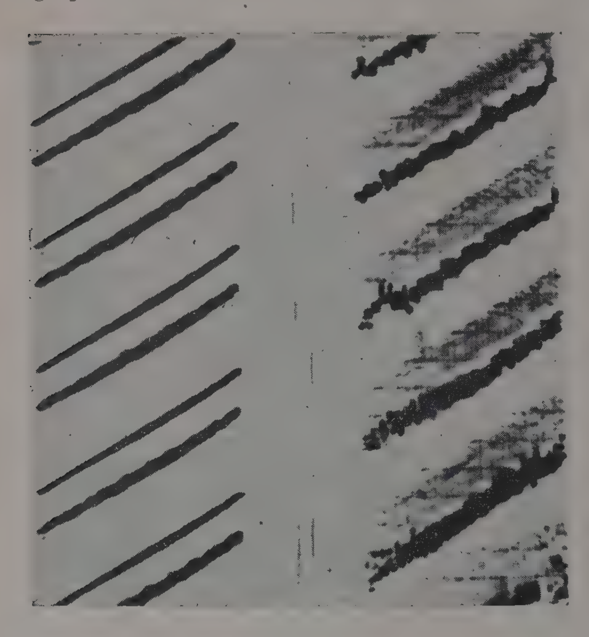


Fig. 2.

§ 3. **Les travaux de Kurt Goerttler sur l'anatomie des cordes vocales.** — Pour bien comprendre comment les cordes vocales se comportent lorsqu'une salve de potentiels d'action récurrentiels leur parvient, nous rappellerons d'abord leur structure anatomique particulière. Dans un important travail paru en 1950, confirmé par Behringer [4] et par Vosteen [5], Kurt Goerttler [3] a mis en évidence le fait fondamental suivant : la corde vocale de l'homme ne contient aucune fibre musculaire parallèle à son bord libre ; toutes les fibres musculaires qui la composent viennent s'insérer « en dents de peigne » sur le revêtement conjonctif élastique qui les recouvre à l'intérieur du larynx ; les unes proviennent de la base externe de l'aryténoïde, formant le système ary-vocal ; les autres sont issues de la face interne du cartilage thyroïde, formant le système thyro-vocal ; les deux systèmes étant étroitement intriqués (*fig.* 3, gauche). Il résulte de cette disposition que, lorsqu'une salve de potentiels d'action tombe sur les cordes vocales, chaque point de son bord libre est sollicité par un parallélogramme de forces dont la résultante est dirigée vers l'extérieur (*fig.* 3, droite) ; les deux aryténoïdes demeurant accolés, on voit que les bords libres des deux cordes vont s'incurver vers l'extérieur, démasquant ainsi l'ouverture glottique. Ce mouvement n'est pas autre chose que celui qui est observé, avec un laryngo-stroboscope [[1], pp. 7-32], pendant la phase vibratoire des cordes vocales.

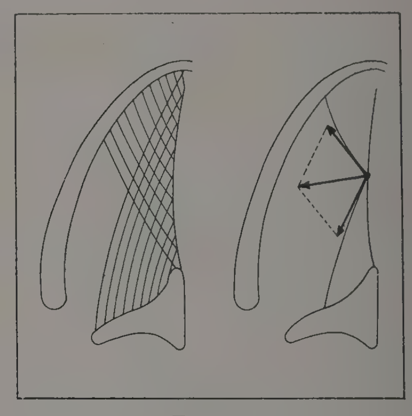


Fig. 3.

Cette disposition anatomique particulière des fibres musculaires des thyro-aryténoïdiens internes provient, comme Goerttler l'a également établi, de l'apparition d'un « blastème » pour chaque corde vocale dès le premier âge de la vie utérine. Ce blastème n'apparaît que chez l'homme [6], circonstance qui enlève tout intérêt à l'expérimentation sur l'animal pour des fins phonatoires.

§ 4. **Les travaux de Georges Portmann et collab. sur l'électromyographie des cordes vocales.** — La réponse électrique des cordes vocales aux salves rythmiques de stimulis leur parvenant par le nerf récurrent peut être étudiée par l'électromyographie. Cette dernière fut réalisée sur les cordes vocales du chien, en 1954-1955, par Paul Laget et J.-L. Robin [7], pendant que, concurremment, le récurrent était

stimulé électriquement. Mais elle fut réalisée sur l'homme, *in vivo*, à plusieurs reprises en 1954-1956 [8], à l'Hôpital Bellan à Paris, par le Pr George Portmann et ses collaborateurs. La figure 4 en

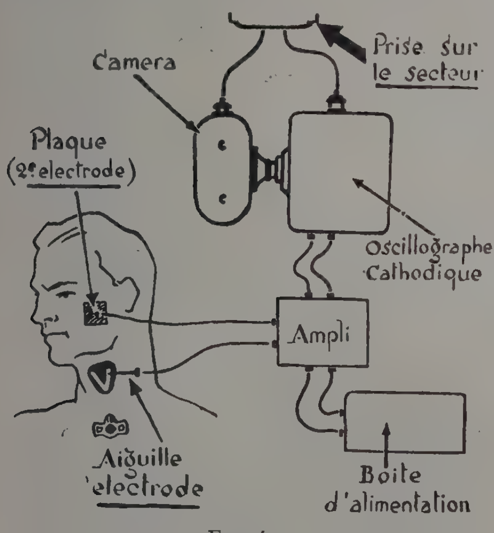


Fig. 4.

représente le principe, très simple, sur un opéré ayant subi une exérèse de la base de la langue par

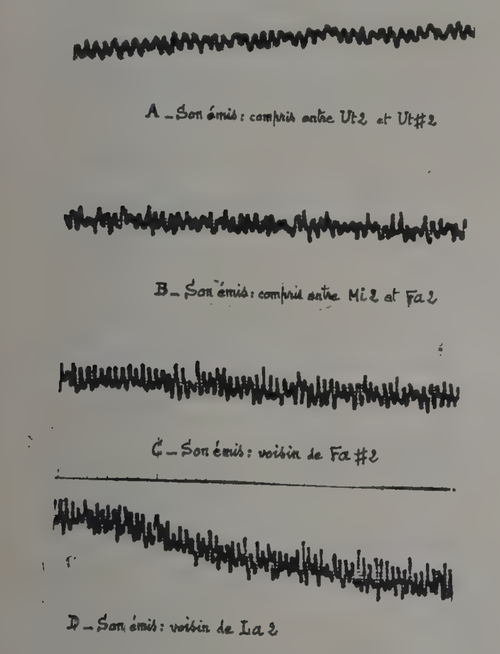


Fig. 5.

voie translaryngée sus-glottique, intervention permettant la vue et l'accès direct des cordes vocales. Parmi tous les résultats ayant pu être mis en évidence, nous ne rapporterons ici que les deux suivants : 1° La durée de contraction d'une unité motrice de corde vocale est extrêmement brève, de l'ordre de 0,8 à 0,9 milliseconde. 2° Si le sujet émet un son pendant l'expérience, les unités motrices de la corde vocale se contractent simultanément et de façon rythmique, à une fréquence à chaque instant identique à celle du son émis. La figure 5 représente les enregistrements oscillographiques obtenus sur différents sons émis par le sujet. Des précautions avaient été prises pour supprimer tout réflexe proprioceptif et tout effet microphonique.

§ 5. **La stimulation récurrentielle aux fréquences élevées.** — Comme la période réfractaire des fibres motrices récurrentielles est en moyenne de l'ordre de 2 millisecondes, la fréquence la plus élevée sur laquelle le récurrent peut conduire des influx « en phase » est nécessairement de l'ordre de : 1 000/2 = 500 par seconde. Pour des fréquences globales plus élevées, les fibres récurrentielles doivent se diviser en 2 groupes travaillant alternativement. La fréquence globale ainsi atteinte est alors double : c'est le mécanisme observé dès 1935 par Stevens et Davis [9] sur les fibres du nerf auditif pour les fréquences sonores assez élevées. En vue de mettre ce phénomène en évidence sur le nerf récurrent, Édouard Coraboeuf, Rémi Saumont et Michel Gargouïl ont stimulé un récurrent de chien *in vitro*, en 1955 [10], sur des fréquences croissant de 100 à 1 000. Ils ont constaté que, à partir de 700 par seconde, le nerf offre deux

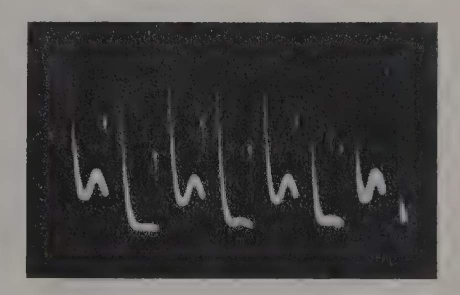


Fig. 6 A.

réponses possibles : dans la première (*fig.* 6, A), le nerf ne répond qu'une fois sur deux, mais avec une forte amplitude ; dans la seconde (*fig.* 6, B), le nerf répond à chaque stimulation, mais avec une amplitude diminuée de moitié environ (ce qui prouve que les fibres se sont divisées en deux groupes à peu près égaux répondant l'un après l'autre).

Ces deux mécanismes de conduction récurrentielle et de réponses laryngées corrélatives correspondent, le premier à l'émission de la voix de poitrine ou registre monophasé, le second à la voix de tête (femme) ou de fausset (homme) ou registre biphasé [11, 13]. Certains sopranos aigus présentent

un registre triphasé, leur permettant l'émission de sons plus aigus dans la limite d'une quinte ([12], p. 127), et Mme Mado Robin, de l'Opéra de Paris, possède même un registre quadriphasé qui lui

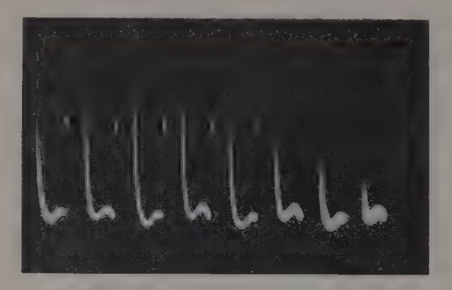


Fig. 5 B.

permet de gravir une quarte supplémentaire ([12], p. 127). Le problème des registres de la voix humaine reçoit ainsi sa solution définitive par la considération de la conduction récurrentielle polyphasée, en fonction de hauteurs tonales exactement définies par la période réfractaire de ce nerf (voir plus loin §§ 13 et 14).

§ 6. **Les travaux anatomo-histologiques de Mme Jelena Krmpotic.** — Les données expérimentales relatées ci-dessus constituent le fondement de ce que André Soulairac a pu appeler « la génèse cérébrale de la vibration des cordes vocales ». Une difficulté demeurait cependant : le récurrent gauche est plus long que le récurrent droit ; dans ces conditions, comment les influx récurrentiels peuvent-ils atteindre les deux cordes vocales simultanément ? L'explication a été donnée par Mme Jelena Krmpotic, professeur d'Anatomie à la Faculté de Médecine de Zagreb, dans son remarquable travail de 1955-1956 [14]. Des coupes histologiques en série lui ont notamment montré que les axones moteurs récurrentiels gauches étaient plus gros de 1,9 μ (millième de millimètre) en moyenne que ceux du récurrent droit. La différence de longueur étant de : 42,4 — 31,7 = 10,7 cm, et la vitesse dans un axone rapide de mammifère croissant de 6 m par seconde environ lorsque son calibre croît de 1 μ, l'accroissement du calibre des fibres du récurrent gauche compense exactement sa longueur en excès.

III. La vibration des cordes vocales sans pression sous-glottique.

§ 7. **La possibilité de la vibration des cordes vocales sans pression sous-glottique.** — Dès 1933, en assimilant la vibration des cordes vocales aux battements des ailes d'insectes pendant le vol, Louis Lapicque regardait déjà comme « possible » cette vibration sans courant d'air. En 1952, ce phénomène pouvait être affirmé avec plus de force ([12], p. 132). Il fut observé pour la première fois par Paul Laget et ses collaborateurs en 1952 [15] en stimulant le nerf récurrent d'un chien (de 100 à 600 par seconde) avec observation stroboscopique concomitante de la réponse laryngée ; il fut noté une réponse homorythmique de 100 à 400 environ, avec une amplitude maxima vers 200, et une réapparition de la vibration vers 600 avec de faibles stimulations. Mais cette expérience, refaite par différents auteurs (dans des conditions expérimentales d'ailleurs totalement différentes), donna des résultats assez inconstants. Dans de telles expériences, toutefois, la stimulation réalisée est loin de reproduire celle d'une synapse récurrentielle *in vivo*, et, par ailleurs, la structure anatomique d'une corde vocale humaine présente d'importantes particularités absentes chez le chien [6].

§ 8. **Les expériences de Piquet, Decroix, Libersa et Dujardin sur l'homme.** — Il appartient à Jean Piquet, professeur de Clinique O.-R.-L. à Lille, aidé de Gabriel Decroix, Claude Libersa et Jacques Dujardin, en février et avril 1956, d'avoir réussi à filmer à la caméra ultra-rapide (et en couleurs) la vibration des cordes vocales sans courant d'air sur l'homme [16]. L'expérience se déroula comme suit : le sujet avait subi une thyrotomie translaryngée sus-glottique ; les cordes vocales étaient directement visibles (*fig.* 7, *a*) ; une première bande de film (durant une seconde et demie, commençant à 400 cycles et finissant à 4 000) enregistra d'abord la vibration avec pression sous-glottique normale (d'origine pulmonaire). Puis le sujet fut trachéotomisé (*fig.* 7, *b*), et le bout laryngé de la trachée

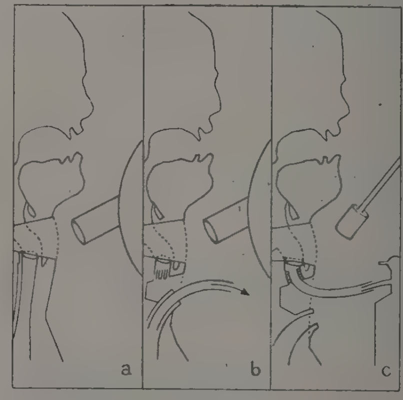


Fig. 7.

fut hermétiquement bouché ; dans ces conditions, le sujet fut prié de tenter d'émettre « le même son que précédemment ». Pendant ces efforts de phonation, aucun son ne fut bien entendu émis, mais une seconde bande de film fut prise : elle révéla que les cordes vocales avaient vibré sur la même fré-

quence, et la comparaison des deux bandes montra que, avec ou sans pression sous-glottique, le comportement vibratoire des cordes vocales avait été pratiquement identique. Au cours de la prise de cette seconde bande de film, les nerfs laryngés supérieurs avaient été sectionnés bilatéralement, de sorte que la vibration filmée reproduisait le mouvement des cordes vocales résultant uniquement des stimulis récurrentiels rythmiques parvenant au larynx.

Dans un troisième temps de l'expérience, le bout laryngé de la trachée fut raccordé avec un tube de soufflerie (muni d'un manomètre), de sorte que la pression sous-glottique d'origine pulmonaire était remplacée par une pression artificielle connue à chaque instant et réglable à volonté (*fig.* 7, *c*). Le sujet fut prié d'émettre un son tenu, tandis qu'on faisait varier la pression sous sa glotte et que en même temps, un microphone étalonné recueillait le son émis et permettait de mesurer sa fréquence et

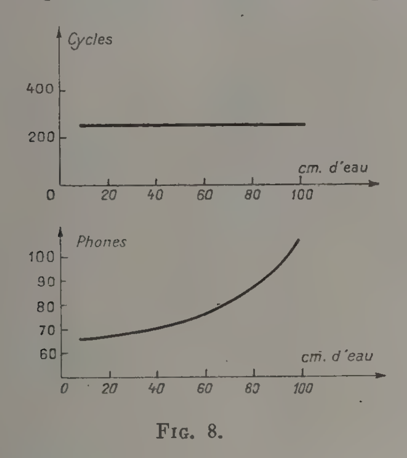


Fig. 8.

son intensité. Il fut ainsi établi que : 1° La pression sous-glottique n'exerçait aucune influence sur la hauteur du son. 2° La pression sous-glottique n'influait que sur l'intensité du son : nulle lorsque la pression était nulle, l'intensité du son mesurée en phones croissait plus vite que la pression mesurée en centimètre d'eau (*fig.* 8).

§ 9. **Analyse neuro-musculaire de ladite « vibration » des cordes vocales.** — L'étude des bandes de film prises au cours de l'expérience ci-dessus décrite ayant montré l'identité pratique du comportement vibratoire des cordes vocales avec ou sans courant d'air, il s'ensuit que ce comportement n'est nullement une « vibration » au sens ordinaire du mot, c'est-à-dire nullement assimilable à une oscillation auto-entretenue par un mécanisme quelconque (aérodynamique ou autre).

Cette soi-disant « vibration » n'est constituée que par des contractions ultra-brèves, rapides et rythmées des unités motrices composant les cordes vocales, contractions dont chacune est déclenchée par l'arrivée d'une salve d'influx récurrentiels sur les thyro-aryténoïdiens internes. Chaque contraction incurve chaque corde vocale vers l'extérieur (§ 3 et *fig.* 3), et ainsi décolle les deux cordes en démasquant la fente glottique. La soi-disant « vibration », — terme impropre —, n'est donc qu'une suite rythmique de démasquages ultra-brefs de la fente glottique.

Bien entendu, si aucune pression n'existe sous la glotte, aucun son n'est créé. Mais si une telle pression existe et est entretenue par un effort expiratoire (ou par une soufflerie), chaque démasquage de la fente glottique permet la fuite d'une bouffée d'air. Ces bouffées périodiques déterminent une pression acoustique au sein des cavités sus-glottiques, et la voix est ainsi créée. Elle a nécessairement la fréquence des démasquages de la glotte.

IV. La vibration des cordes vocales avec courant d'air. Rôle de la pression sous-glottique.

§ 10. **Évaluation des forces mises en jeu au niveau des cordes vocales pendant leur vibration.** — La force mise en jeu par chaque contraction des fibrilles transversales du thyro-aryténoïden interne s'obtient en assimilant cette contraction à une percussion. Si F est cette force, agissant pendant un temps $\mathrm{d}t$, et communiquant à la corde de masse m une vitesse v et une élongation e, on a la relation :

$$F\,\mathrm{d}t = mv = m\frac{e}{\mathrm{d}t}.$$

Supposons F constante pendant la durée d'application $\mathrm{d}t$, et prenons : $\mathrm{d}t = 1$ millième de seconde, $m = 10$ grammes, $e = 1$ millimètre. Il vient : $F = 10^6$ dynes. Cette évaluation est fortement par défaut car F n'est pas constante pendant le temps $\mathrm{d}t$, et se développe suivant une courbe présentant un clocher de sorte que F est en réalité comprise entre 10^6 dynes et 2×10^6 dynes.

La force aérodynamique f s'obtient à partir de la pression sous-glottique P en cm d'eau par la relation :

$$f = P \times d \times g \times s,$$

où d est la densité de l'eau (égale à 1), g l'accélération due à la pesanteur (981 cm), et s la surface de la tranche d'une corde vocale (soit 1 cm²). Si on prend : $P = 100$ cm d'eau, valeur rarement atteinte, on trouve : $f = 10^5$ dynes (par excès).

Il en résulte que, au cours de chaque période vibratoire, la force neuro-musculaire qui s'exerce sur chaque corde vocale pour la décoller de sa congénère (durant la phase vibratoire d'écartement) est 10 à 15 fois plus forte (environ) que la force aérodynamique résultant de la pression sous-glottique. On s'explique ainsi que, sur les bandes de film prises au cours des expériences de Piquet,

Decroix, Libersa et Dujardin, le comportement des cordes vocales ait été trouvé pratiquement le même avec et sans courant d'air.

§ 11. **Les deux rôles de la pression sous-glottique.** — Nous venons de voir (§ 8, *in fine*, et *fig.* 8) que la pression sous-glottique ne modifie en rien la fréquence de la vibration des cordes vocales (ce qui n'est pas étonnant, puisque celle-ci est imposée par la fréquence des salves récurrentielles), mais qu'elle commandait à chaque instant l'intensité du son émis.

L'observation révèle qu'un second rôle doit également lui être accordé : par stimulation myotatique locale des baro-cepteurs et des tensiocepteurs superficiels ou profonds des cordes vocales, elle élève le tonus (c'est-à-dire la raideur) du sphincter glottique, accroît l'excitabilité des fibres musculaires thyro-aryténoïdiennes (et leur recrutement tonique), et accroît la brièveté de leur réponse. Des preuves nombreuses peuvent en être données : 1° Sur un son filé (c'est-à-dire émis à hauteur constante et à intensité croissante), la durée de la phase d'ouverture de la glotte diminue du « piano » au « forte », comme l'ont montré les mesures de Rolf Timcke [17]. 2° Sur le même son filé, l'observation laryngo-stroboscopique directe montre que le sphincter laryngien se contracte fortement en passant du « piano » au « forté », tandis que l'amplitude vibratoire diminue (*fig.* 9, en haut).

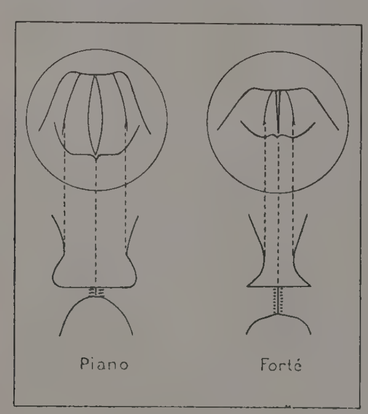


Fig. 9.

3° Par la prise de tomographies frontales de larynx en phonation sur un son filé [[18], p. 132], on voit la partie vibratoire des cordes vocales s'épaissir en passant du « piano » au « forte » (*fig.* 9, en bas).

§ 12. **Le son laryngien initial. Travaux de G. Beckmann. Rôle des ventricules de Morgagni.** — Sur les sujets ayant subi des interventions chirurgicales du type des laryngectomies translaryngées sus-glottiques (*fig.* 4 et 7 par exemple), le son laryngien initial, c'est-à-dire produit hors de toute intervention des cavités sus-glottiques, peut être obtenu, écouté, capté par un micro, et analysé au spectromètre. Cette analyse a été faite pour la première fois par G. Beckmann [19], dans un très remarquable travail, qui a mis ceci en évidence : 1° Ce son laryngien initial est dépourvu de caractère vocalique. 2° Il est formé par un mélange complexe de fréquences comprises entre 160 et 2 000 Herz (son émis de 160 Herz), d'amplitudes à peu près égales. 3° Il est analogue au son produit par un « impuls-generator » à ondes carrées.

En raison de ces faits, ce son est à rapprocher d'un son de sirène, auquel d'ailleurs l'en rapproche encore son propre mécanisme d'émission.

G. Beckmann a également étudié le rôle acoustique éventuel des ventricules de Morgagni (qui se trouvent au-dessus des cordes vocales) en comparant les spectres des sons émis en les comblant ou en les laissant vides. Il ne trouve que des modifications de timbre quasi insignifiantes, et de ce fait dépourvues de signification. Husson et Djian [[18], p. 135], par la comparaison de tomographies systématiques de larynx en phonation, avaient déjà pu conclure à un rôle acoustique nul ou négligeable. Ces recherches expérimentales mettent fin aux « romans ventriculaires » édifiés dans le passé, dont le dernier en date est l'hypothèse d'un rôle de « filtre passe-bas » [20].

V. La classification des voix en étendues vocales.

§ 13. **La remarque fondamentale.** — On doit à Bremer la remarque fondamentale qu'un tissu nerveux quelconque ne peut conduire des influx rythmiques à une fréquence supérieure à celle dans laquelle deux influx successifs sont séparés par la durée d'une période réfractaire. L'application au récurrent est immédiate : la fréquence la plus aiguë que peut atteindre un sujet en voix de poitrine (§ 5) est donnée par la relation :

$$N(\text{max.}) = \frac{1\,000}{R},$$

où R est la période réfractaire pratique de son récurrent. Si on mesure l'excitabilité de son récurrent par sa chronaxie C, on a : $R = 18\ C$, d'où la formule fondamentale :

$$N(\text{max.}) = \frac{1\,000}{18\ C}. \qquad \text{(I)}$$

Elle permet de calculer, inversement, la chronaxie du récurrent d'un sujet donné en connaissant la note la plus aiguë qu'il peut émettre en voix de poitrine.

Cette formule (I), déjà très remarquable, conduisit à chercher à mesurer directement la chronaxie du récurrent sur un sujet donné. Cette recherche permit à Christian Chenay [21] de découvrir que, chez tout sujet (des deux sexes), la chronaxie

récurrentielle est égale à celle du muscle sterno-cléido-mastoïdien (très facile à mesurer directement). Cette égalité provient des relations anatomiques étroites et étendues qui existent, chez l'homme, entre les noyaux moteurs récurrentiels, d'une part, et d'autre part les noyaux moteurs bulbaires et médullaires du spinal [22, 23, 24, 25].

Par la suite, il fut mis en évidence [26] que des formules identiques permettaient de calculer, à partir de la chronaxie récurrentielle C, la note la plus grave que le sujet peut émettre en voix de poitrine (II), ainsi que la note de « passage » sur les voyelles « ouvertes » (III) :

$$N(\text{min.}) = \frac{1\ 000}{120\ C}, \qquad \text{(II)}$$

$$N(\text{pas.}) = \frac{1\ 000}{32\ C}. \qquad \text{(III)}$$

Pour les deuxième, troisième et quatrième registres, les mêmes formules subsistent, respectivement multipliées par 2, 3 et 4. Nous renvoyons aux travaux originaux pour plus de détails, ainsi que pour l'interprétation physiologique des coefficients 18, 32 et 120 de ces formules [26].

§ 14. **Tableau de correspondance entre le classement vocal tonal d'un sujet et son excitabilité récurrentielle.** — En 1953 et 1954, des mensurations chronaximétriques systématiques ont été effectuées sur 110 sujets, chanteurs et chanteuses professionnels, possesseurs de tessitures stabilisées et bien connues. Elles ont permis d'établir le tableau reproduit ci-dessous de correspondance entre la chronaxie récurrentielle d'un sujet et son classement vocal tonal [28].

Tableau de correspondance entre la chronaxie récurrentielle mesurée et le classement vocal tonal d'un sujet

Voix masculines	Chronaxie en millisecondes	Voix féminines
	0,055	Soprano ultra-aigu
	0,060	Soprano ultra-aigu
Ténor suraigu	0,065	Soprano suraigu
Ténor aigu	0,070	Soprano aigu
Ténor central	0,075	Soprano central
Ténor grave	0,080	Soprano grave
Voix intermédiaire	0,085	Voix intermédiaire
Voix intermédiaire	0,090	Mezzo-Soprano aigu
Baryton aigu	0,095	Mezzo-Soprano central
Baryton central	0,100	Mezzo-Soprano grave
Baryton grave	0,105	Voix intermédiaire
Voix intermédiaire	0,110	Mezzo-Contralto aigu
Voix intermédiaire	0,115	Mezzo-Contralto central
Basse chantante aiguë	0,120	Mezzo-Contralto grave
Basse chantante grave	0,130	Voix intermédiaire
Basse centrale	0,140	Voix intermédiaire
Basse centrale	0,150	Contralto
Basse profonde	0,160	Contralto

Ce tableau appelle les remarques suivantes : 1° Pour chaque sexe, il n'y a pas trois (ou quatre) types de voix, mais une infinité formant une suite continue. 2° Certaines voix sont « intermédiaires » entre les types classiques admis par la composition musicale traditionnelle ; c'est ce qui explique les difficultés de classement rencontrées pour certains sujets. 3° Cette classification n'est relative qu'à la hauteur tonale ; elle ne préjuge en rien, ni du timbre, ni de l'intensité, de la voix du sujet, qui dépendent d'un conditionnement physiologique différent [27]. 4° Si un homme et une femme de chronaxies récurrentielles identiques présentent des étendues vocales exactement déplacées d'une octave, c'est que l'homme utilise normalement son registre monophasé (voix de poitrine), tandis que la femme utilise communément son registre biphasé (voix de tête), dont les limites tonales sont décalées d'une octave (§ 5, *in fine*, et § 13, *in fine*).

VI. Structure acoustique des phonèmes.

§ 15. **Classification des phonèmes.** — Les phonèmes, ou sons du langage, se divisent en deux types irréductibles : 1° Les sons vocaliques, ou voyelles, caractérisés par une fourniture laryngée énergétiquement considérable. 2° Les bruits pharyngo-buccaux, qui sont des sons d'écoulement engendrés par l'air expiré au passage de certains étranglements sus-glottiques, accompagnés de fournitures laryngées en général nulles (ou très faibles) ; parmi ces derniers, les seuls usités par une langue donnée prennent le nom de consonnes.

§ 16. **Composantes périodiques, presque-périodiques, et aléatoires des phonèmes.** — L'expérience montre que la fourniture laryngée est périodique dans la voix chantée, et presque-périodique au sens de Favard [29] dans la voix parlée [30, 31]. Cette

particularité est due à ce que, dans le chant, la vibration des cordes vocales est intégrée en fréquence par l'activité nerveuse du cortex auditif. Dans la voix parlée, le sujet se désintéresse de la hauteur tonale, et cette intégration cesse ; dès lors, les salves récurrentielles n'ont plus une fréquence tenue, et la période vibratoire des cordes vocales fluctue d'une période à l'autre (comme l'avait déjà observé autrefois Abas [32] avec étonnement).

Quant aux sons d'écoulement produits au sein du pavillon sus-glottique (du type consonnes ou autres), ils ont une structure aléatoire, comme Meyer-Eppler l'a montré dès 1952 [33].

Si une voyelle est représentée par une suite finie du type :

$$f(t) = \sum_{1}^{N} A_n \, e^{i\Lambda_n t},$$

les exposants Λ_n sont de la forme $2\pi n/T$ pour les voyelles chantées de période T, et sont quelconques pour les voyelles parlées : ces dernières sont donc en principe dépourvues de hauteur tonale. En fait, si on ne considère qu'un groupe de périodes restreint dans une voyelle parlée (d'ailleurs toujours brève), on peut admettre que les Λ_n sont de la forme :

$$\Lambda_n = p_1 \alpha_1 + \ldots + p_k \alpha_k,$$

où les p_i sont des entiers et les α_i des nombres voisins, et une hauteur tonale peut apparaître sur la moyenne des α_i.

En ce qui concerne les sons de structure aléatoire, on peut les étudier en calculant à leur sujet une intégrale d'auto-corrélation :

$$\varphi(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \, f(t + \tau) \, dt,$$

étendue à la durée totale (ou partielle) T du phonème : sa valeur mettra en évidence le degré de pseudo-périodicité qu'il contient [34]. Ils peuvent être classés de ce point de vue [30].

§ 17. **Structure spectrale des voyelles.** — Les premiers acousticiens qui se sont préoccupés de la structure acoustique des voyelles (Helmholtz, Hermann, Koenig, Pipping, etc...) avaient remarqué que la prédominance d'un seul son, de hauteur déterminée, dans un son complexe (périodique ou non), suffisait déjà pour imprimer à ce complexe une certaine « vocalité », c'est-à-dire une parenté avec une voyelle donnée. Étaient assez bien reproduites les voyelles fermées « ou » et « i », et les voyelles ouvertes « O », « A » et « AIS ». Mais les autres ne purent jamais être reproduites ainsi.

Le succès fut atteint d'emblée avec des sons complexes présentant deux partiels prédominants. En choisissant convenablement la hauteur des deux partiels et leurs intensités relatives, toutes les vocalités fondamentales purent être reproduites. On remarqua même que, pour garder la même vocalité avec des sons complexes de fondamentaux différents, il suffisait d'assurer aux deux partiels prédominants des hauteurs relativement fixes dans l'échelle absolue des sons. Ce fait fut exprimé en disant que chaque voyelle est caractérisée par deux formants (ou régions formantiques) de hauteur absolues assez bien déterminées. Les formants relatifs à chaque voyelle furent déterminés expérimentalement par un grand nombre d'auteurs, soit par l'analyse, soit par synthèse, dont les résultats sont dans l'ensemble concordants ; ils

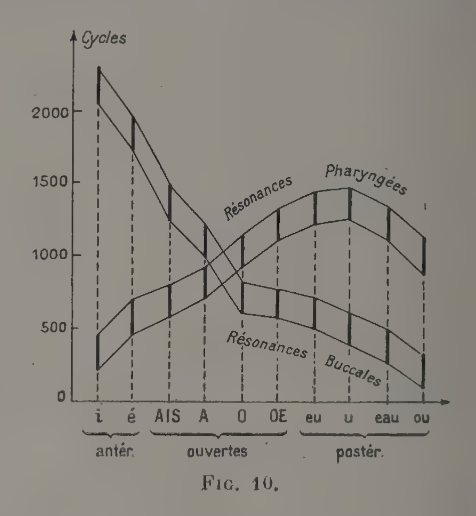


Fig. 10.

sont donnés par la figure 10 pour les 10 voyelles principales. Il est remarquable que tous les formants soient compris entre 200 et 2 250 cycles. Les travaux du Bell Telephones Laboratories [35, 36 et 37] et de Winckel [38] peuvent être considérés, de ce point de vue, comme définitifs.

Dans l'analyse des voix chantées puissantes, on met souvent en évidence des harmoniques dépassant 2 250 cycles, et pouvant même atteindre (et dépasser) 5 000 cycles. L'expérience montre qu'ils sont sans influence sur la vocalité du son émis : ils ne modifient que son éclat (ou mordant). C'est donc à tort qu'ils sont parfois désignés sous les noms de 3ᵉ et 4ᵉ formants. En fait, ils confèrent à la voyelle émise une qualité qui n'est plus vocalique. Au surplus, cette limite supérieure de 2 250 cycles n'est pas autre chose que la fréquence de coupure de la cavité pharyngo-buccale assimilée à un pavillon. Pour les fréquences inférieures, l'air vibre en bloc, et des résonances peuvent être accrochées ; pour des fréquences supérieures, il y a propagation [[39], p. 374].

§ 18. **Relations entre la structure acoustique des voyelles et leur génèse physiologique.** — On sait depuis longtemps que les 2 formants vocaliques correspondent aux sons de couplage du résonateur double constitué par la bouche et le pharynx, cavités relancées par les jets périodiques qui fusent

pendant la phonation à travers la glotte (§ 9). Le couplage de ces deux cavités écarte leurs « sons propres » respectifs. Pour les voyelles « i » et « é », le formant aigu est buccal : elles forment la série « antérieure ». Pour les voyelles « ouvertes » « A », « AIS », « OE », et « O », les deux formants sont peu écartés. Pour les voyelles fermées « eu », « u », « eau » et « ou », le formant aigu est pharyngien : elles sont dites « postérieures » (*fig.* 10). Les deux formants vocaliques ont donc pour origine la configuration posturale sus-glottique adjointe à chaque instant à la fourniture laryngée.

Il n'en est plus de même des harmoniques aigus supérieurs à 2 250 cycles. Lorsqu'ils apparaissent, c'est qu'ils existent intenses dans la fourniture laryngée. Ils proviennent d'une phase d'accolement des cordes vocales assez longue durant chaque période [1], p. 65], donc témoignent du tonus glottique. Liés à des qualités purement laryngées, il n'est pas étonnant qu'ils soient conditionnés par la constitution endocrinienne du sujet, et surtout cortico-surrénalienne [40, 41].

VII. Réaction des cavités sus-glottiques sur la vibration des cordes vocales.

§ 19. C'est vers 1932 [42, 43] que la réaction des cavités sus-glottiques fut invoquée pour expliquer les « passages » de la voix ; on assimilait alors cette réaction à celle exercée périodiquement par un tuyau sur la hauteur du son émis par l'anche qui lui est adjointe, phénomène initialement décrit par Wien [44] et bien analysé par Auger en 1943 [45]. On sait maintenant que les passages de la voix (§ 5) ont une génèse neurologique [13], et n'ont aucun rapport avec une réaction acoustique de la cavité pharyngo-buccale au sens défini ci-dessus.

Mais, en fait, les phénomènes résonantiels qui ont leur siège au sein des cavités sus-glottiques exercent cependant sur le fonctionnement phonatoire du larynx plusieurs types de réaction, que nous allons décrire ci-dessous.

§ 20. **La réaction impédantielle.** — Lorsqu'un haut-parleur débite à travers un pavillon, le premier se charge de toutes les impédances du second ([39], p. 387), et le larynx ne saurait faire exception. Toute impédance transférée par le conduit pharyngo-buccal sur le larynx se manifeste par une élévation de la pression intra-glottique, comme le fait observer Conturie [46], et celle-ci apparaît, d'une part au laryngo-stroboscope par une vibration plus ample des cordes vocales ([1], p. 20), et d'autre part sur des clichés tomographiques par un épaississement de la partie vibrante des cordes vocales (§ 11 et *fig.* 9), comme l'ont montré des recherches récentes. Cette réaction s'accuse notamment : 1° Lorsque la cavité buccale accroche une résonance assez marquée sur un partiel laryngien ; 2° lorsque l'ouverture bucco-labiale diminue.

§ 21. **La réaction excito-réflexe née des sensibilités internes pharyngo-buccales.** — Un second phénomène, distinct du précédent, prend également sa source au sein des cavités sus-glottiques pendant la phonation. La pression acoustique développée dans la bouche (surtout) et le pharynx stimule les terminaisons sensibles de la muqueuse, tandis que les vibrations recueillies par le squelette naso-facial stimulent les terminaisons sensibles osseuses et tendineuses. Transmises en majeure partie par le trijumeau, ces stimulations convergent sur la formation réticulée facilitatrice bulbo-protubérantielle [47], et contribuent à élever à la fois le tonus du sphincter glottique et le niveau vigile du sujet, comme l'a analysé Soulairac [48]. Ces faits ont été mis en évidence à la fois par des expériences de stimulation électrique [49] et par des épreuves contraires de cocaïnisation [50]. Ces sensibilités internes ont une importance considérable dans le chant à grande puissance.

§ 22. **Les réactions laryngées aux stimulations auditives.** — Des expériences nombreuses ont également montré, récemment, que toute stimulation sonore parvenant à l'oreille d'un sujet qui chante (ou parle) exerce une action très nette sur la vibration de ses cordes vocales. Cette action, de nature neurologique, emprunte la voie suivante [51] : nerf auditif, noyaux auditifs bulbaires, substance réticulée bulbaire, noyaux sensitifs et moteurs du trijumeau, noyaux moteurs récurrentiels, et musculature laryngée. Ses effets sont très complexes et peuvent se résumer comme suit : 1° Si la stimulation est faible et n'intéresse qu'une oreille, elle ne se répercute que sur la corde vocale homolatérale ; si son intensité croît, elle se répercute sur les deux cordes [50]. 2° Si la stimulation est homorythmique au son émis, elle stabilise la vibration laryngée ; si sa fréquence est très peu différente de celle des cordes vocales, la vibration de celles-ci peut être diversement perturbée [52]. 3° Si le son perturbateur est grave (moins de 500 cycles), le tonus du sphincter glottique est diminué ; s'il est aigu (plus de 2 000 cycles), le tonus du sphincter laryngien est accru, comme le montrent des expériences de Tomatis [51, 53] et pourraient l'expliquer des mesures d'excitabilité récurrentielle de Chenay [54] et de Chauchard et Mazoué [54 *bis*]. Toutes ces actions se répercutent sur le timbre de la voix : non pas sur son timbre « vocalique », mais sur ses qualités laryngées d'éclat et de mordant (§ 18, *in fine*).

VIII. Réactions des qualités acoustiques d'une salle sur la vibration des cordes vocales.

§ 23. **Position du problème.** — Depuis Sabine, l'acoustique des salles a fait l'objet de travaux ininterrompus en tous les pays en vue de rechercher

lès conditions géométriques et physiques susceptibles d'y assurer une audition optima pour tous genres de phénomènes sonores : chant, discours, musiques diverses, etc... Ce n'est qu'en 1952 qu'est apparue, en France, la première (et encore la seule) étude de l'acoustique des salles du point de vue du chanteur et de l'orateur [55], c'est-à-dire se préoccupant de définir les qualités acoustiques susceptibles d'y assurer des conditions phonatoires optimas.

On sait en effet qu'un chanteur peut se fatiguer rapidement dans une salle où cependant l'audition est excellente ; inversement, il existe des théâtres (l'Opéra de Paris par exemple) où l'audition est médiocre, alors que le chanteur connaît une pleine euphorie. L'expérience a d'ailleurs fait connaître, depuis longtemps, que les conditions phonatoires les plus pénibles ont lieu à l'air libre ou dans les salles mates ou insonores. A mesure que le temps de réverbération T du local s'élève, ce caractère pénible s'atténue progressivement. Les expériences faites en 1951-1952 ont permis aux auteurs ([55], p. 61) de dresser le tableau suivant, faisant connaître les conditions subjectives de la phonation en fonction du temps de réverbération sabinien (en secondes) :

Valeur en sec. du temps de réverbération	Conditions subjectives de la phonation
$T < 0{,}5$	Phonation très pénible et rapidement fatigante.
$0{,}5 < T < 1$	Phonation pénible. Un chanteur exercé peut, toutefois, modifier volontairement son mode d'émission vocale de façon à atténuer ce caractère pénible.
$1 < T < 2$	Une gêne légère est encore ressentie au niveau du larynx, mais elle est souvent supprimée par une appropriation pharyngo-buccale réflexe.
$2 < T < 4$	Phonation facile. Le chanteur « se sent à l'aise », et déclare qu'il « sent sa voix ».
$4 < T < 8$	Phonation très facile. Le chanteur « sent sa voix » et a l'impression que « sa voix sonne dans la salle ».
$T > 8$	Phonation très facile, avec apparition de la sensation très particulière que « la salle fait corps avec la bouche ». Apparition de gênes légères, au niveau du larynx, sur certaines hauteurs tonales qui coïncident avec les « sons propres » graves de la salle.

§ 24. **Analyse physiologique des effets observés.** — Les conditions pénibles ou euphoriques de la phonation, selon la réverbération du local, s'expliquent entièrement à partir des trois types de réactions analysées au chapitre VII précédent.

Lorsque le temps de réverbération s'abaisse, il en est de même du niveau d'énergie sonore aux environs du chanteur ; l'impédance du milieu prébuccal diminue ainsi que l'impédance de sortie. Dès lors la pression acoustique diminue dans la cavité buccale, et avec elle la réaction excito-réflexe exercée sur le sphincter laryngien (§ 21) : le sujet déclare qu'il a du « coton dans la bouche », tandis que le mordant de sa voix disparaît. Conjointement l'impédance ramenée sur le larynx (§ 20) diminue, et le sujet perd son souffle de façon incoercible. Phénomènes inverses lorsque la réverbération croît aux alentours du chanteur.

Lorsque le chanteur est placé au milieu (ou très près) de l'orchestre, il peut être gêné par des dissonances (§ 22, 2°). Mais si la musique est bien consonante, l'élévation du niveau de l'énergie sonore devant l'orifice buccal produit un accroissement de la pression acoustique intra-buccale, ce que le chanteur exprime en disant que « l'orchestre porte la voix » ; de plus, l'effet cochléo-récurrentiel facilitateur (§ 22, 3°) peut se manifester énergiquement.

On peut également observer que seule compte, pour le chanteur, la réverbération locale de l'endroit où il se trouve, et non celle de la salle tout entière, qui peut en différer notablement. C'est ce qui explique l'existence de scènes et de salles de qualités inversées, tant pour l'auditeur que pour le chanteur. Un décor très absorbant (rideau par exemple) suffit pour rendre la phonation pénible sur une scène, tandis qu'un décor réfléchissant assure à la même scène des qualités d'euphorie phonatoire. On se reportera au mémoire original [55] pour le cas de l'orateur (un peu différent) et de la femme (qui chante sur des fréquences plus élevées, comportant des conditions de réverbération différentes).

IX. Sur la théorie mathématique du larynx.

§ 25. **La théorie de Wegel.** — Wegel a donné, en 1930 [56], une théorie de la vibration des cordes vocales qui n'est, en fait, qu'une analyse mathématique du fonctionnement d'une anche à bourrelet (*fig.* 11). Nous allons d'abord la rappeler en ses

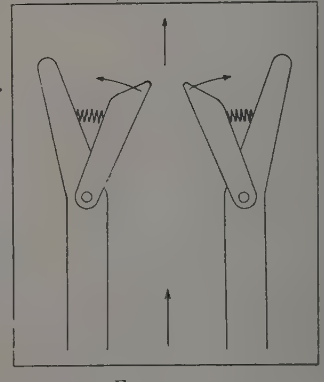


Fig. 11.

grandes lignes, car elle fera mieux comprendre en quoi le fonctionnement du larynx humain, analysé au § 9, en est profondément différent.

Wegel forme d'abord les expressions de l'énergie cinétique totale et de l'énergie potentielle du larynx et leur applique les équations de Lagrange en introduisant dans la mise en équations les 3 hypothèses suivantes : 1° Aucune force extérieure n'agit sur le système, en dehors du courant d'air, de la réaction élastique des cordes, et d'une réaction éventuelle des volumes d'air sus- et sous-glottiques. 2° Aucune compression n'existe sous la glotte, étant à chaque instant annihilée par un écoulement d'air dans le pharynx. 3° Pour pousser son analyse, il considère comme négligeable la réaction exercée par les cavités adjointes au larynx. En désignant par p une fonction ayant les dimensions d'une fréquence, il parvient à une équation de la forme :

$$D = \left\| \begin{matrix} ap^2 + bp & cp^2 + d \\ cp^2 & ep^2 + bp + f \end{matrix} \right\| = 0,$$

analogue à celle d'un « tuned grid oscillator ». Dans cette analogie, les termes de la diagonale principale représentent des impédances alvéolaires, et les autres des impédances mutuelles ; la glotte joue le rôle du filament-plaque, les cordes vocales celui du filament-grille, et la vitesse de l'air dans la glotte correspond au courant-plaque. Cette équation, du 4e ordre en p, admet une racine nulle (sans intérêt), une racine négative réelle (également sans intérêt puisque définissant un mouvement non vibratoire), et deux racines quelconques. Un mouvement périodique entretenu sera alors possible si l'une au moins de ces dernières est imaginaire pure. En écrivant les conditions pour qu'il en soit ainsi, Wegel forme les conditions d'existence d'une oscillation auto-entretenue qui déterminent sa fréquence. Puis il cherche dans quelles limites cette fréquence peut varier en imposant des variations petites aux coefficients du système, problème de calcul des variations qu'il traite fort élégamment.

Nous ne nous étendrons pas sur cette analyse, car les hypothèses qui sont à sa base sont en contradiction évidente avec les faits : 1° Dune part le larynx n'est pas un système isolé, car il reçoit pendant la phonation des stimulations récurrentielles jouant le rôle d'une force extérieure imposée (§ 9). 2° D'autre part il existe sous la glotte, pendant la phonation, de fortes compressions (atteignant facilement 50 cm d'eau chez un sujet normal). 3° Enfin la réaction des cavités sus-glottiques ne saurait être négligée (§ 20) : si elle ne peut modifier la fréquence du système, imposée par les influx récurrentiels (alors qu'elle la modifie dans l'analyse de Wegel), elle modifie certainement la fourniture glottique.

Retenons que ce qui caractérise essentiellement cette analyse, c'est qu'elle est nécessairement dirigée vers la détermination d'une fréquence (d'oscillation auto-entretenue), alors que, dans la réalité, la fréquence est une donnée expérimentale, imposée au système.

§ 26. **Théorie moderne du larynx et de la phonation.** — Dans la réalité, nous avons vu (§ 9) que le larynx joue le rôle d'un robinet à ouvertures rythmées (dont la fréquence des ouvertures est imposée par le récurrent) qui débite de la pression dans le pavillon sus-glottique, au sein duquel elle est transformée en pression acoustique [57]. La stimulation récurrentielle peut être assimilée à une suite de chocs (périodique dans la voix chantée, et presque-périodique dans la voix parlée), représentable en fonction $F(t)$ du temps par un graphique du type de la figure 12, A pour chaque corde vocale. Chaque choc écarte la corde vocale, qui revient à sa position initiale avant le choc suivant : on peut en rendre compte en admettant qu'elle est pourvue à la fois d'une raideur K considérable et d'un amortissement f supérieur à l'amortissement critique. L'équation de son mouvement sera du type :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + 2f \frac{dx}{dt} + Kx = F(t), \qquad (1)$$

et son élongation en fonction du temps sera représentable par un graphique analogue à celui de la figure 12, B. En face d'elle, la seconde corde vocale obéira à une équation du même type :

$$m' \frac{d^2x'}{dt^2} + 2f' \frac{dx'}{dt} + K'x' = F(t + \tau), \qquad (1')$$

où, dans le cas d'un organe sain et d'une phonation normale, les coefficients homologues de (1) et de (1′) seront égaux et où la différence de phase τ sera nulle.

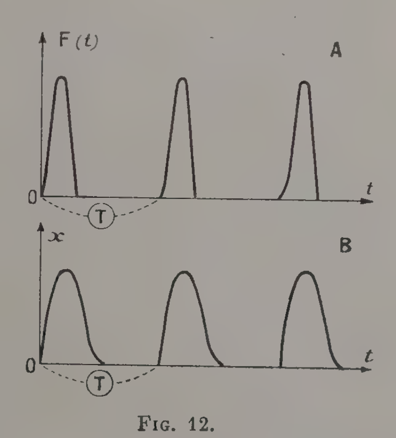


Fig. 12.

A chaque période T (période ou presque-période des influx récurrentiels), la glotte s'entr'ouvrira d'une largeur totale $(x + x')$, quantité qui est également fonction périodique ou presque-périodique

du temps. Si P est la pression sous-glottique, une bouffée d'air fuse à travers la glotte à chaque période, introduisant dans le pharynx une masse d'air $M(P, x + x', y)$, où y est la pression intra-pharyngée. Cette quantité M est calculable en application des lois de l'écoulement des gaz et de la thermodynamique. La pression intra-pharyngée y va donc subir, de ce fait, un accroissement périodique ou presque-périodique Δy de période T (imposée). Si l'on désigne par z et z' les pressions existant dans la bouche et les cavités nasales, par Z et Z' les impédances de sortie bucco-labiale et naso-narinaire, nous pourrons écrire des relations des types suivants :

a) pour la cavité buccale,

$$A\frac{d^2z}{dt^2} + ZI\frac{dz}{dt} + z - Ly = 0\,; \qquad (4)$$

b) pour la cavité nasale,

$$B\frac{d^2z'}{dt^2} + Z'J\frac{dz'}{dt} + z' - Ny = 0\,; \qquad (3)$$

c) pour la cavité pharyngée,

$$C\frac{d^2y}{dt^2} + y + Oz + Qz' - \Delta(P, x + x', y) = 0. \qquad (2)$$

L'ensemble des équations (1), (1'), (2), (3) et (4) définit le problème dans le cas le plus général. Si les conditions phonatoires laryngées sont normales, on a : $x \equiv x'$, et l'équation (1') disparaît. Si le son ne comporte aucune nasalisation, on a : $z' \equiv 0$, et l'équation (3) disparaît.

Il convient en outre de tenir compte des relations suivantes : 1° La raideur K est une fonction croissante de la pression sous-glottique P (§ 11). 2° La raideur K est également une fonction croissante de y, z et z' (§ 21). Cette seconde condition complique considérablement les équations laryngées (1) et (1'), mais son importance ne saurait échapper, puisque c'est elle qui permet de mettre en évidence par le calcul la réaction des cavités pharyngo-bucco-nasales sur la fourniture glottique (en sus de la réaction impédancielle traduite par la présence de y dans la valeur de M).

Quant à la voix, elle est en principe constituée par la superposition des deux ondes progressives extérieures créées par les pressions périodiques z et z' à travers les orifices labial et narinaire. Mais en fait, l'onde créée par z' (nasalisée) ne porte en général qu'une très faible énergie (moins de 10 % du total dans le cas le plus favorable). La voix est donc essentiellement créée par la pression z. L'assimilation des échanges de pressions à travers le goulot labial à un va-et-vient de piston plat [[39], p. 330] permet de raccorder la fonction $z(t)$ aux fonctions de Bessel caractérisant la propagation extérieure, et par suite aux caractéristiques acoustiques de la voix telles qu'elles sont saisies par l'oreille ou les instruments d'enregistrements.

Nous pensons en avoir assez dit, dans le cadre réduit de cet article, pour donner une idée des directions de recherche qui découlent des nouveaux problèmes posés par l'étude de la phonation.

Manuscrit reçu le 24 novembre 1956.

BIBLIOGRAPHIE

(bornée aux mémoires cités)

[1] Husson, *Thèse* Fac. Sc., Paris, 17 juin 1950. *Revue Scientifique*, 1950, nos 3306, 3307 et 3308 (couronnée par l'Institut).
[2] Moulonguet, *Bull. Acad. Méd.*, Paris, 1953, **137**, n° 29, 475. Ibid., *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1954, 110-127.
[3] Goerttler, *Z. Anat. Entwickl.*, 1950, **115**, 352-401.
[4] Behringer, *Z. Anat. Entwickl.*, 1955, **118**, 324-342.
[5] Vosteen, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[6] Seiter (G.), *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de mai 1956, 408.
[7] Laget et Robin, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de mai 1956, 428.
[8] Portmann, Humbert, Robin, Laget, Vannier et Husson, *C. R. Soc. Biol.*, 1955, **149**, 296-300 et 1783-1787.
[9] Stevens et Davis, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1936, **8**, 1.
[10] Coraboeuf, Saumont et Gargouil, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de mai 1956, 445-454.
[11] Husson, *J. Physiol.*, 1951, **43**, 757.
[12] Husson, *Ann. Oto-Laryng.*, 1952, n° **2**, 124-137.
[13] Husson, *J. Physiol.*, 1956, **48**, n° 3, 573.
[14] Krmpotic (J.), Données anatomiques et histologiques relatives à la stimulation récurrentielle droite et gauche pendant la phonation, ainsi que sur la longueur des voies motrices relatives à la phonation, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[15] Laget, *J. Physiol.*, 1953, **45**, 131. Ibid., *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1953, 132.
[16] Piquet et Decroix, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1956, **242**, 1223. Ibid., *Bull. Acad. Méd.*, Paris, Séance du 24 avril 1956.
[17] Timcke, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[18] Husson et Djian, *J. Radiol. Électrol.*, 1952, **33**, 3-4, 127-135.
[19] Beckmann, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[21] Husson et Chenay, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **236**, 1077. Ibid., *J. Physiol.*, 1953, **45**, 131. Ibid., *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1954, 260-294.
[22] Clara, Das Nervensystem des Menschen, Barth, Leipzig, 1942.
[23] Ranson et Clark, The anatomy of the nervous system, etc., Saunders, London, VIIIe éd., 1947.
[24] Straus et Howell, *Quart. Rev. Biol.*, 1936, **11**, 387.
[25] Krmpotic (J.), Considérations anatomo-physiologiques sur le système fonctionnel formé par les noyaux mot. bulb. du X (Ambiguus) et bulb. et médull. du XI, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[26] Husson, *J. Physiol.*, 1954, **46**, 386.
[27] Husson, *J. Physiol.*, 1955, **47**, 197.
[28] Husson, *Bull. Acad. Méd.*, Paris, 1955, 1-2, 25.
[29] Favard, Leçons sur les fonctions presque-périodiques, Gauthier-Villars, Paris, 1933.

[30] Husson et Saumont, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **237**, 1555.
[31] Husson, *Rev. Gén. Sc.*, mai-juin 1956, LXIII, 159.
[32] Abas, *Arch. Néerl. Phon. Expér.*, 1928, **11**, 93-171.
[33] Meyer-Eppler, *Z. Phon. u. allg. Sprachwiss.*, 1952, **6**, 5-6, 269. *Ibid.*, 1953, **7**, 1-2, 89. *Ibid.*, 1953, **7**, 3-4, 196.
[34] Moles, *Cahiers d'Acoust.*, 1952, **IV**, 46.
[35] Dunn, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950.
[36] Potter et Steinberg, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 6, 807.
[37] Schott, *Bell. Labor. Rec.*, 1950, XII.
[38] Winckel, *Funk und Ton*, 1953, **3**, 124.
[39] Rocard, Dynamique générale des vibrations, Masson, Paris, 1953, 2e éd.
[40] Amado (J.-H.), Glandes endocrines et phonation, l'endocrino-phoniatrie, *Confér.*, Palais de la Découverte, Série A, n° 211, 12 février 1955.
[41] Husson, *J. Physiol.*, 1954, **46**, 388.
[42] Weiss, *Z. f. H.-N.-O.-heilk.*, 1932, **30**, 353.
[43] Husson, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1933, **196**, 1535.
[44] Wien, *Ann. Physik, Neue Folge*, 1897, **61**.
[45] Auger, *Thèse* Fac. Sc., Paris, 1933.
[46] Conturie, L'acoustique dans les bâtiments, Eyrolles, Paris, 1955.
[47] Eyries, Voies nerveuses de la phonation, *Encyclop. Méd.-Chirurg.*, Vol. O.-R.-L., 20.632 A 10, Paris, novembre 1955.
[48] Soulairac, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de novembre 1955, 666.
[49] Husson, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1951, **231**, 1247.
[50] Husson, *J. Physiol.*, 1952, **44**, 268.
[51] Husson, Physiologie phonatoire du larynx, *Encyclop. Méd.-Chirurg.*, Vol. O.-R.-L., 20.632 A 10, Paris, novembre 1955.
[52] Vannier, Saumont, Labarraque et Husson, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1954, 160.
[53] Tomatis, Exposés Ann. d'O.-R.-L., Masson, Paris, 1954, 264.
[54] Chenay, *Rev. Laryng.*, Portmann, Suppl. de février 1957.
[54 *bis*] Chauchard et Mazoue, Congrès A. F. A. S., Dijon, juillet 1956.
[55] Husson, L'acoustique des salles du point de vue du chanteur et de l'orateur, *Ann. Télécom.*, 1952, VII, 2 et *Cahiers d'Acoust.*, 1952, IV.
[56] Wegel, *Bell System Technical J.*, 1930, IX, 207-227.
[57] Husson, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1953, **236**, 1697.

REVUE DES LIVRES

Pascal (Blaise), **Traités de l'équilibre des liqueurs et de la pesanteur de la masse de l'air.** (1 vol., 14 × 22,5 cm, xxvii + 106 pages, 16 figures, Gauthier-Villars, Paris, 1956, 800 F.)

Nouveau volume de la collection bien connue des Maîtres de la Pensée scientifique, c'est une reproduction en facsimile de l'édition de 1819, précédée d'une utile notice biographique, due à M. Maurice Solovine.

M. Jessel.

Denis-Papin (Maurice), **Où mettre la virgule ?** (1 vol., 18 × 12 cm, 32 pages, Eyrolles, Paris, 1956, 170 F.)

Le sous-titre précise : *Comment fixer l'ordre de grandeur des valeurs numériques en géométrie, mécanique, physique, électricité, etc....* L'auteur nous avertit que la rédaction de cette plaquette lui a été suggérée par un contact permanent avec ses élèves et avec les techniciens et ingénieurs débutant dans l'industrie. Aussi a-t-il dressé une liste de points de repère concernant les principales grandeurs physiques, liste qui ne manque pas d'envergure, puisqu'elle va de l'altitude d'un satellite artificiel au degré hygrométrique de l'air dans une filature de coton en passant par l'énergie cinétique d'une automobile, le débit du Rhône, la résistance électrique du corps humain et la durée de la gestation chez l'éléphant. On approuvera l'idée, et également la présentation pratique de l'ouvrage. Il reste seulement à souhaiter que ceux qui sont les plus exposés à trouver dans leurs calculs des résultats numériques erronés ne soient pas en même temps les plus enclins à oublier de consulter la brochure faite pour eux.

M. Jessel.

Kahan (Th.), Rideau (G.) et Roussopoulos (P.), **Les méthodes d'approximation variationnelle dans la théorie des collisions atomiques et dans la physique des piles nucléaires.** (1 vol., 25 × 16,5 cm, 82 pages, Gauthier-Villars, Paris, 1956, 1 200 F.)

Il s'agit du fascicule 134 du Mémorial des Sciences mathématiques. C'est un exposé d'initiation aux méthodes nouvelles d'approximation basées sur ce qu'on a appelé des principes variationnels, énoncés affirmant le caractère stationnaire de certaines expressions fonctionnelles.

Après avoir posé le problème des collisions en mécanique ondulatoire et rappelé les méthodes de résolution les plus courantes (chap. I), les auteurs montrent les avantages et possibilités nouvelles apportés par des méthodes variationnelles. Les principes variationnels sont d'abord énoncés sous des formes très générales, puis particularisés à divers problèmes spécifiques : diffusion par une particule unique (chap. II), choc multiple contre un système de particules (chap. III), diffraction d'une onde électromagnétique et d'une onde acoustique à travers un écran plan troué, diffusion de deux particules en interaction de Yukawa (chap. IV) et enfin calcul de la taille critique des réacteurs nucléaires dits de puissance nulle (chap. V).

Il est agréable de constater les progrès sensibles effectués par les auteurs dans la voie déductive des principes variationnels, qui, auparavant, étaient habituellement énoncés *a priori*, sans autre justification qu'une simple vérification.

M. Jessel.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 36 A

UN APPAREIL A ÉCHELLE LOGARITHMIQUE POUR LA MESURE DE L'INTENSITÉ DES RAYONNEMENTS γ

Par Robert GÉNIN,
Laboratoire des Rayons X.

1. La mesure de l'intensité des rayonnements γ par un photomultiplicateur est limitée pour les fortes intensités par l'intensité du courant débité qui risque d'endommager le photomultiplicateur. Il est naturellement possible de limiter cette intensité en abaissant la tension entre dynodes pour la mesure des rayonnements très intenses, en particulier il est intéressant de commander automatiquement la tension appliquée au photomultiplicateur par le courant recueilli sur l'électrode collectrice de telle sorte que tout accroissement de ce courant se traduise par une baisse de la tension. Le photomultiplicateur est ainsi automatiquement protégé contre toute surcharge et la détermination de la tension appliquée constitue une mesure de l'intensité du rayonnement excitant le cristal placé devant la photocathode. Plus précisément, en raison de l'allure exponentielle de la courbe du gain du photomultiplicateur en fonction de la tension appliquée, cette tension varie sensiblement comme le logarithme de l'intensité du rayonnement γ. Cette propriété est intéressante car elle permet d'effectuer les mesures pour un grand domaine des intensités du rayonnement incident, avec une précision relative constante, sans aucune modification de l'appareil. On évite en particulier les déplacements du zéro lors du changement de la gamme de mesure si fréquents sur les ionomètres utilisant une chambre d'ionisation.

Le principe qui consiste à utiliser le courant reçu par l'électrode collectrice pour commander la haute tension appliquée au photomultiplicateur a déjà été appliqué pour la réalisation de photomètres [1, 2, 3]. Burgwald et Reiffel [4] ont réalisé un appareil basé sur le même principe pour la mesure du rayonnement γ où la tension appliquée est prise sur le curseur d'un potentiomètre, curseur dont la position est fixée par la rotation d'un moteur commandé par le courant recueilli sur l'électrode collectrice.

2. L'appareil décrit ici est entièrement électronique. Le schéma de principe est donné figure 1. Ce schéma est essentiellement celui qui est utilisé dans la plupart des alimentations stabilisées mais alors que dans ces dernières la tension en A est la tension de référence (généralement fixée par des tubes à gaz) ici la tension en A est liée à la sortie d'un amplificateur à courant continu où le signal d'entrée est produit par le courant reçu par l'électrode collectrice et circulant dans une résistance R. Si la tension en A est en phase avec la tension en B un accroissement du courant i reçu par l'électrode collectrice entraîne une diminution du potentiel de la grille du tube 6AC7 et par suite une diminution de la valeur absolue de la tension appliquée au photomultiplicateur.

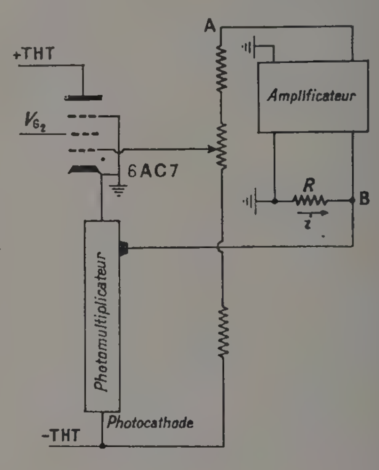


Fig. 1.

Le schéma complet est donné figure 2. La tension en A appelée, par analogie avec les alimentations stabilisées, tension de référence est prélevée sur la cathode du tube 12AU7, T_4, qui constitue l'étage de sortie de l'amplificateur. Cet amplificateur est constitué par les tubes T_1, T_2 et T_3, l'étage d'entrée T_1 étant un étage à cathode asservie. La tension de 250 V nécessaire à l'alimentation de l'amplificateur est stabilisée de façon classique par les tubes T_5 et T_6. Au lieu de mesurer la très haute tension appliquée au photomultiplicateur il est plus commode de mesurer les variations de la tension de référence en intercalant un voltmètre entre la tension de référence et un point dont le potentiel est fixé par une chaîne potentiométrique montée entre la tension de 250 V stabilisée et la masse. Le

réglage du zéro est fait, en l'absence de source, en agissant sur le potentiomètre P_1. La tension appliquée au photomultiplicateur peut être ajustée par les potentiomètres P_2 et P_3. Si le tube d'entrée T_1 est fixé au voisinage du photomultiplicateur il est possible, en raison de la basse impédance de sortie

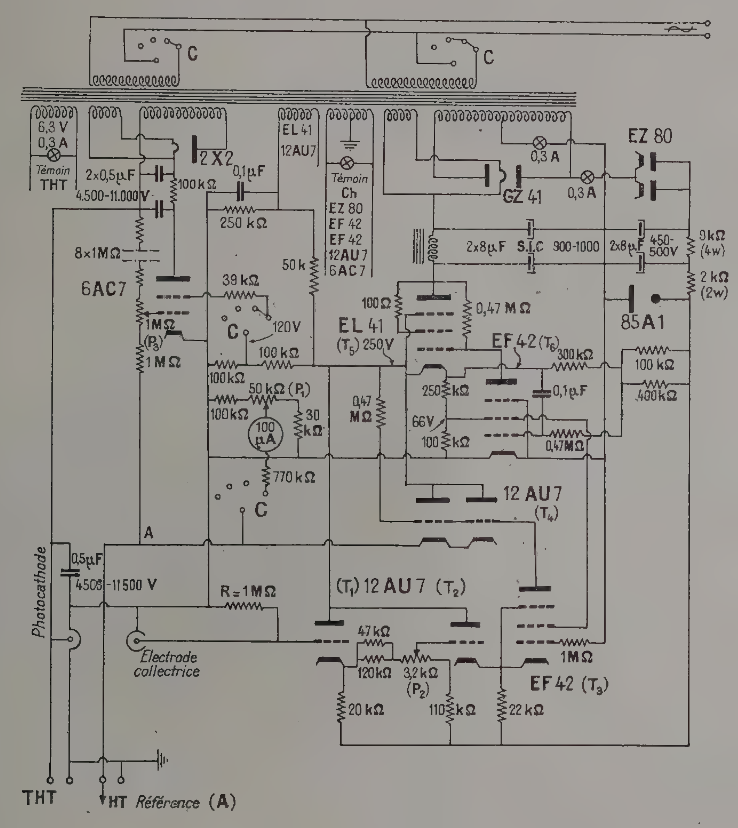


FIG. 2.

du montage à cathode asservie, de placer le reste de l'appareil à une grande distance du photomultiplicateur. La tension de référence en A peut être utilisée pour commander, par l'intermédiaire d'un univibrateur et d'un relais par exemple, un signal lumineux ou sonore quand le photomultiplicateur est soumis à un rayonnement dépassant une intensité donnée.

3. En utilisant un photomultiplicateur E. M. I. 6 260 à 11 étages équipé avec un cristal d'iodure de sodium (Harshaw $R = 2''$ $e = 1''$) la variation de la tension de référence en fonction du logarithme de l'intensité du rayonnement est donnée par la figure 3 courbe A, pour une résistance de charge $R = 1$ mΩ et pour une tension sur le photomultiplicateur en l'absence de source de 1 250 V. Le rayonnement γ provient d'une source de ^{60}Co (1,35 mRn-h à un mètre par millicurie). Cette figure montre qu'entre 0,2 et 100 milliroentgenheure la déviation du microampéremètre est une fonction sensiblement linéaire du logarithme de l'intensité du rayonnement. Pour 100 mRn-h la

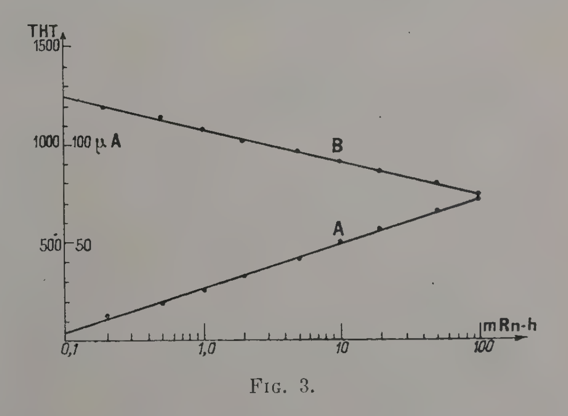


FIG. 3.

tension appliquée n'est plus que de 750 V ; l'appareil est limité pour les fortes intensités par la

saturation de l'amplificateur. La figure 4 montre que le courant reçu par l'électrode collectrice est aussi une fonction linéaire du logarithme de l'intensité du rayonnement γ ; il est ici toujours inférieur à 0,6 μA.

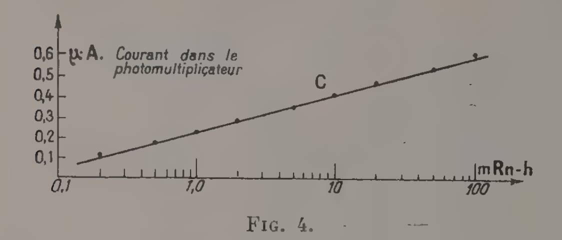


Fig. 4.

La courbe de la figure 4 et par suite le fonctionnement de l'appareil s'interprète bien en admettant que la tension V appliquée au photomultiplicateur est liée au courant i reçu par l'électrode collectrice par la relation

$$V = V_0 - \beta i$$

tandis que le gain du photomultiplicateur varie avec la tension appliquée comme V^n d'où

$$i = K . V^n$$

le facteur K étant proportionnel à l'intensité de la source. De ces deux équations on tire, en désignant par l'indice zéro les valeurs relatives à une intensité de 0,2 mRn-h par exemple,

$$\log \frac{i}{i_0} = \log \frac{K}{K_0} + n \log \left[\frac{V_0 - \beta I}{V_0 - \beta I_0}\right].$$

Une mesure directe donne pour β la valeur 900 V.μA^{-1} tandis que le facteur n, déterminé d'après les valeurs expérimentales pour une intensité de 100 mRn-h, est égal à 9,6 environ. L'équation ci-dessus quand on fait varier le rapport K/K_0 interprète très bien les points expérimentaux entre 0,2 et 100 mRn-h. La valeur de l'exposant $n = 9{,}6$ est sensiblement plus élevée que la valeur donnée par le fabricant, mais il est vrai que la tension entre dynodes est inférieure à la valeur normale d'utilisation.

4. Une méthode commode pour vérifier que l'échelle de l'appareil est logarithmique consiste à mesurer la tension de référence en fonction du temps quand le photomultiplicateur est soumis au rayonnement d'un émetteur de période relativement courte, la tension de référence doit croître linéairement avec la temps. La figure 5 représente un enregistrement donnant la tension de référence en fonction du temps pour le rayonnement provenant d'une source de ^{165}Dy ($T = 139{,}2$ minutes). Cet enregistrement a été obtenu en intercalant un milliampéremètre enregistreur en série avec une résistance entre la tension de référence et la masse. Il permet de vérifier que la tension de référence est bien une fonction linéaire du temps. Après étalonnage l'appareil peut servir à la détermination approximative de la période d'un radioélément en mesurant l'accroissement ΔV de la tension de référence pendant un temps Δt, la période est donnée par

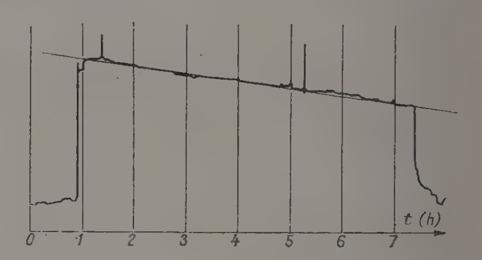


Fig. 5. — Variation de la tension de référence en fonction du temps durant la décroissance d'une source de ^{165}Dy.

$$T = k . \Delta t / \Delta V$$

où k est une constante qui pour l'appareil réalisé vaut 5,75 volts environ.

Manuscrit reçu le 17 décembre 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Clink (W. L.), *Electronics*, mars 1954, 196.
[2] Oemichen (J. P.), Toute la Radio, novembre 1954, n° **190**, 365.
[3] Valentin (M. F.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 8 S.
[4] Burgwald (G. M.) et Reiffel (L.), *Nucleonics*, 1953, **11**, 46.

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 39 A

ÉTUDE OPTIQUE ET ÉLECTRIQUE SUR LE TELLURURE DE BISMUTH Bi_2Te_3

Par J. LAGRENAUDIE,
C. N. E. T., Télévision.

Le tellurure de bismuth $Bi^2 Te^3$ a été préparé par cofusion des éléments, vers 600 °C, et purifié par zone melting ou méthode du front de solidification ; il se présente en lingots polycristallins, comportant des lamelles monocristallines peu inclinées sur l'axe du lingot, et pouvant atteindre une aire de quelques cm² ; par clivage, on a obtenu des feuillets de quelques centièmes de mm d'épaisseur.

L'effet thermoélectrique observé pratiquement en circuit ouvert, est important, et on a atteint jusqu'à + 230 μV/°C en type p, et — 210 en type n. Les spécimens observés étaient très généralement de type p ; quelques points, sur le bord ou à l'extrémité du lingot, apparaissaient comme de type n, surtout si l'on ajoutait un excès de tellure en cours de préparation. On peut penser qu'un excès de Bi conduit au type p, et de Te au type n, en accord avec d'autres observations (1).

On a pu obtenir facilement un lingot homogène de type n selon l'effet thermoélectrique (atteignant — 150 μV/°C), en remplaçant une partie du tellure constitutif par de l'iode, suivant la formule $Bi^2 Te^{3-\alpha} I^{\alpha}$ ($\alpha \approx 1/100$), alors que l'iode incorporé au tellure élémentaire ne peut le faire passer du type p au type n (2). Ces effets s'expliquent si on admet que dans $Bi^2 Te^3$ non stochiométrique, Te se substitue à Bi dans le cas d'un excès de Te, ou inversement ; et que dans $Bi^2 Te^3$ iodé, I se substitue à Te ; les nombres d'électrons de valence étant, pour Bi, Te et I, de 5, 6 et 7, respectivement. Le remplacement de Bi par Te ou inversement, dénote que la liaison est presque covalente, plus notamment que dans PbTe ou SbIn.

On a observé aussi que, sans traitement chimique on peut faire passer $Bi^2 Te^3$ du type p au type n, à température ordinaire, par laminage ou compression énergiques (par exemple avec un laminoir à rouleaux), des lames de type p : on a obtenu ainsi par conversion de type, jusqu'à 150 μV/°C de sens négatif, après laminage, contre + 200 au départ. Par pression plus faible, on rapproche le matériau p de l'état intrinsèque.

On a ainsi pu obtenir sur des lames minces, laminées ou pressées sur une moitié des jonctions n-p ou p fort-p faible et observé sur celles-ci l'effet photo-voltaïque. La conversion de type ne peut s'expliquer ici que par déplacements d'atomes dans le réseau, par exemple suppression de lacunes.

Des études d'effet Hall ont été faites, à température ordinaire, sur $Bi^2 Te^3$ en lames vierges, de type p, et sur des lames laminées de type p, le courant étant dans le plan basal et le champ magnétique normal à celui-ci. On a trouvé, pour les lames vierges, des mobilités de trous allant de 135 à 270 $cm^2/V^{-1}s^{-1}$, la densité n de porteurs allant de $0{,}9.10^{19}$ à $3{,}4.10^{19}$ par cm³ : $1/\mu$ varie grossièrement comme une fonction linéaire de n, avec limite $\mu = 500$ pour $n = 0$. Les lames laminées de type p présentent une mobilité μ_p assez faible, de l'ordre de 20 $cm^2V^{-1}s^{-1}$.

On a observé à température ordinaire, la photovoltaïcité de lames monocristallines, surtout au voisinage de jonctions (comme on peut obtenir par compression), et la photoconductivité de films minces évaporés. Mais ces effets sont faibles et on détermine plutôt l'énergie d'activation optique par le seuil d'absorption. Des courbes de transparence en infra-rouge, étudiées pour une lame monocristalline (type p) et plusieurs films évaporés (types p et n), montrent une énergie d'activation de 0,19 eV environ, à température ordinaire, à comparer avec la valeur obtenue par étude thermique, comprise entre 0,20 et 0,30, mais valable en fait au zéro absolu [1].

Dans l'infra-rouge lointain, la transparence varie peu. Le pouvoir réflecteur, mesuré sur face basale cristalline, pour 4 blocs épais varie peu en infrarouge (de 1 à 15 μ) et reste voisin de 66 % ; on retrouve la même valeur dans le domaine visible (0,42 à 0,65 μ).

La formule de Fresnel complète :

$$R = 1 - \frac{4n}{(1+n)^2 + K^2} \left\{ \begin{array}{l} K = \text{indice d'absorption} \\ n = \text{indice de réfraction} \end{array} \right.$$

conduit à $n \approx 8$ en admettant $K \approx 3{,}7$, valeur plausible pour des échantillons impurs, d'opacité presque métallique. Pour un des blocs étudiés, on trouve, vers 15 μ : $R \approx 0{,}62$ et $n \approx 8$.

On ne pourra obtenir n avec précision que par étude en incidence oblique. La valeur $n = 8$ a été indiquée dans d'autres publications [3].

Malgré la différence de structure, $Bi^2 Te^3$ à une énergie d'activation voisine de celle de PbTe ; on peut le comprendre d'après le mode de liaison. Le cristal est formé par l'empilement de feuillets quintuples constitués par la succession de plans

parallèles Te-Bi-Te-Bi-Te, chaque Bi ayant 6 voisins Te, suivant les axes d'un octaèdre, et de même un Te central a 6 voisins Bi ; un Te du plan supérieur ou inférieur n'a que 3 voisins Bi, et 3 voisins Te appartenant à un feuillet voisin. Les liaisons internes à un feuillet sont des liaisons Bi-Te, partiellement ioniques mais où le mode covalent prédomine, et les liaisons interfeuillets Te-Te, de mode moléculaire, sont faibles : d'où le clivage basal très facile. Dans $Bi^2 Te^3$, Bi est trivalent, et garde les 2 électrons 6*s* ; les 3 électrons 6*p* forment liaison avec les Te voisins, les orbitales 6*p* étant dirigées suivant 3 directions perpendiculaires, dont l'axe ternaire du cristal est trisecteur ; le Bi est ainsi hexacoordonné, comme est Pb dans PbTe (ou PbS et PbSe), où chaque Pb est divalent, formant avec ses 2 électrons 6p trois orbitales p de liaison avec les Te voisins [4]. La différence de

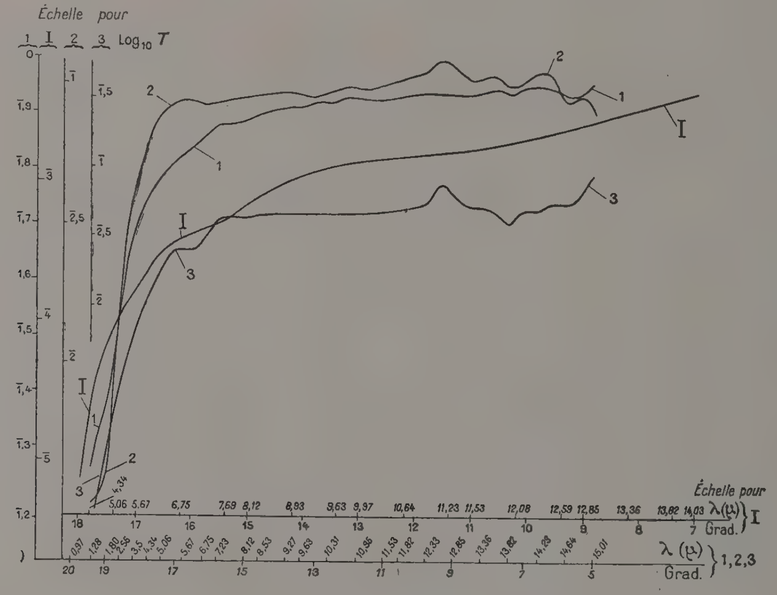


Fig. 1. — Transparence Bi^2Te^3.
1 : film évaporé.
I : lame monocristalline.
2,3 : films évaporés.

structure et faciès entre PbTe et $Bi^2 Te^3$ tient à la différence des proportions atomiques Pb/Te et Bi/Te, en raison de la différence des valences de Pb et Bi. La structure $Bi^2 Te^3$ se retrouve dans des composés naturels Bi-Te, feuilletés également mais plus riches en Bi, où celui-ci semble prendre la place de Te dans le réseau, et aussi dans la tétradymite $Bi^2 Te^2 S$ (le soufre occupant le plan central dans le feuillet quintuple Te-Bi-S-Bi-Te, parce que, plus électronégatif que Te, il est lié au maximum à Bi). Dans PbTe, la distance Pb-Te est de 3,17 Å ; et dans $Bi^2 Te^3$, la distance Bi-Te est de 3,12 Å ; la contraction peut s'expliquer du fait de la légère ionicité (le cation Pb^{2+} étant moins chargé que Bi^{3+}) [5], [6].

Enfin, par substitution dans le réseau de Pb à Bi ou de Bi à Te, on obtiendra $Bi^2 Te^3$ p ; et, de Te à Bi ou de I à Te, un matériau n ; le dopage de $Bi^2 Te^3$ sera lié à la proportion Bi/Te.

Je remercie, M. le Pr Delbord, Directeur du Département Télévision du C. N. E. T., et M. Gicquel, Ingénieur au C. N. E. T. ; ainsi que M. Prouvost du Laboratoire de Minéralogie du Muséum.

Manuscrit reçu le 22 décembre 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Vlasova et Stilbans, *J. Tekh. Fiz.*, S. S. S. R. avril 1955, **25**, n° 4, 569.
[2] Kronmuller, Jaumann, Seiler, *Z. Natuforsch.*, 1956, **11** a, 243-250.
[3] Wright, Conférence Internationale de Garmisch, 1956
[4] Krebs, Proceed of intern. conference on semi-conductors. *Physica*, Amsterdam, 1954, **20**, n° 11, 1125.
[5] Struktuberichte.
[6] Dana, Traité de Minéralogie.
[7] Gibson, *Proc. Phys. Soc.*, London, 1950, A **63**, 176.
[8] Goldsmid, *Proc. Phys. Soc.*, London 1956, B **69**, 203.
[9] Schubert, *Z. Metallkunde*, 1953, **44**, 457.
[10] Vas'enin, *J. Tekh. Fiz.*, S. S. S. R., 1955, **25**, n° 3, 397.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 41 A.

RÉALISATION ET UTILISATION DE POINTS FIXES THERMOMÉTRIQUES

Par Y. DOUCET et J. P. RAVOUX,
Faculté des Sciences de Dijon.

La prise du zéro d'un thermomètre, le réglage d'un Beckman ou d'un Roberteau, l'étalonnage d'un thermocouple, d'une résistance de platine ou d'un thermistor, sont des opérations qui s'imposent fréquemment dans tous les laboratoires. On sait la difficulté de réalisation d'un mélange eau-glace homogène, et celle encore plus grande du point d'ébullition de l'eau. En fait, dans la pratique courante, il y a lieu d'abandonner les points d'ébullition et de conserver uniquement ceux de fusion beaucoup plus faciles à obtenir. C'est ainsi qu'on peut remplacer le point 100 par le point de fusion de l'acide benzoïque qui en est assez voisin. Un autre point de fusion au voisinage de la température ambiante est souvent utile. Nous dirons la façon d'obtenir celui de l'oxyde de phényle (26,88 °C) outre celui de la glace et de l'acide benzoïque (122,36 °C).

I. Point zéro. — Au point de vue thermodynamique, la température de fusion sous pression donnée est définie par l'égalité des « enthalpies libres » des deux phases. En langage cinétique cela signifie l'égalité des vitesses d'agitation thermique des molécules d'eau et de glace. Il est clair qu'un tel équilibre ne peut exister que dans un film de liquide à la surface d'un cristal de glace. Quand on arrose de la glace placée dans un entonnoir avec de l'eau froide, cette eau est évidemment à une température plus grande que celle d'équilibre puisqu'elle fait fondre la glace. Or la sonde thermométrique prend la température de la phase liquide. Si on place un mélange eau-glace dans un vase de Dewar, on diminue beaucoup l'apport de chaleur et par suite la température de l'eau se rapproche de celle cherchée, à condition cependant qu'une agitation convenable établisse un mouvement de convection tel que le film liquide au contact des morceaux de glace se renouvelle continuellement. Ce résultat est difficile à obtenir. Il suffit d'utiliser un thermocouple sensible à 10^{-4} ou même à 10^{-3} degré pour constater qu'on déplace le « zéro » en faisant varier la vitesse de rotation du moteur-agitateur. Il faut donc réaliser deux conditions : *a*) diminution au maximum de la phase liquide pour supprimer l'agitation, *b*) réalisation d'un adiabatisme parfait pour que l'eau résiduelle soit à la température de la glace. On arrive ainsi au dispositif suivant décrit par W. P. White [1].

Un bécher en pyrex est rempli complètement de glace d'eau bidistillée pulvérisée au « mixer ». Il est fermé hermétiquement par un bouchon paraffiné que traversent deux tubes T_1 et T_2 (*fig.* 1) et le

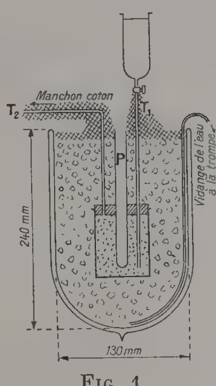


Fig. 1.

puits P qui reçoit la thermosonde. Le contact thermique est assuré par une goutte de mercure, d'eau, ou d'huile de transformateur. Pour éviter la fusion de la glace, ce bécher est lui-même complètement entouré de glace concassée contenue dans un large Dewar

L'établissement du zéro nécessite plusieurs lavages de la glace. A cet effet on a préparé de l'eau, distillée goutte à goutte et saturée d'air dans un récipient de deux litres en pyrex qui a séjourné suffisamment longtemps au réfrigérateur, ou dans la glace, pour être au voisinage de zéro degré. Après le premier lavage (1 litre) la température remonte de plusieurs millièmes de degré. Elle se fixe au troisième lavage à condition d'attendre plus d'une heure l'établissement de l'équilibre. Ensuite elle reste invariable pendant plusieurs jours consécutifs si on prend soin de maintenir plein de glace le grand Dewar.

Bien que nous n'ayons pas en vue les mesures des laboratoires de métrologie on voit les complications qu'entraîne la réalisation du point zéro sans pourtant obtenir beaucoup mieux que le centième de degré.

Mais il y a heureusement un autre procédé beaucoup plus facile à mettre en œuvre, c'est celui de la cellule à point triple.

II. **Point triple de l'eau.** — Les cellules à point triple seront un jour dans le commerce, comme aujourd'hui les piles étalons Weston. Mais en attendant il faut bien les construire soi-même. Cela ne présente d'ailleurs pas de grandes difficultés si on se contente d'une honnête précision. Voici un modèle inspiré des travaux métrologiques de H. Moser, 1929 [2], W. P. White, 1934 [1], M. P. Mathieu, 1953 [3], C. R. Barber, 1954 [4].

1. Confection de la cellule. — Elle est faite à partir d'un tube de pyrex de 40 mm de diamètre intérieur dans l'axe duquel est soudé le « puits » de mesure dont le diamètre intérieur, le plus faible possible, dépend de la grosseur de la thermosonde ou du thermomètre utilisé.

La profondeur du puits est de 20 à 25 cm environ ; il n'est pas recommandé de diminuer cette dimension. Le tube est muni d'un ajutage latéral en A et d'un autre axial en B, qui servira au lavage (*fig.* 2). Le nettoyage se fait au mélange sulfochromique, à l'eau pure puis à l'eau distillée. D'après C. R. Barber [4] les dernières traces de chrome ne s'en vont qu'à la vapeur. Il est facile de monter le tube à la sortie d'un ballon à distiller l'eau de façon à ce qu'il soit traversé par la vapeur d'abord de A vers B puis de B vers A environ 8 heures dans chaque sens. L'ajutage B est alors coupé au chalumeau et le gros tube fermé, puis la cellule est remplie d'eau bidistillée. Nous avons aussi utilisé de l'eau après passage sur des résines mélangées échangeuses d'anions et de cations. L'eau, à la sortie de l'appareil, est exempte de gaz carbonique et sa conductibilité est de l'ordre de $0,5 . 10^{-6}$ mhos. Il est évident que la qualité de la cellule dépend essentiellement de l'eau utilisée. La Conférence des Poids et Mesures d'octobre 1948 a fixé, on le sait, le point triple à 0,0100 °C. Si au lieu de la quatrième décimale on se contente de la troisième il faut que le taux d'impureté saline (du type I-I) soit inférieure à $2,7 . 10^{-4}$ mole par litre.

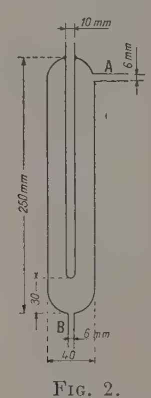


Fig. 2.

2. Remplissage et fermeture de la cellule. — Il faut aussi que l'eau soit exempte d'air dissous. On calcule pour le point triple de l'eau saturée d'air sous la pression atmosphérique une température de 0,00747 °C. Différents expérimentateurs du « National Bureau of Standard » [9] ont trouvé des nombres de 0,0097 à 0,0099. Il y a donc une remontée de 0,0025 environ par suite de l'expulsion de l'air et du gaz carbonique.

La cellule est reliée à une pompe à palettes, avec introduction de pièges convenables, et le vide est poursuivi pendant plusieurs heures jusqu'au moment où l'ébullition est « explosive ». On accélère l'opération en chauffant légèrement la cellule dans une flamme morte. Puis l'eau est partiellement congelée par immersion dans un bain à — 1° ou — 2° seulement (pour éviter un bris par congélation rapide) et la cellule est branchée à nouveau sur la pompe. On ferme au chalumeau au bout d'une demi-heure. Il doit y avoir alors un espace vide d'environ 4 à 5 cm de haut au-dessus du niveau de l'eau. Le retournement brusque de la cellule à la température ambiante donne l'effet du marteau d'eau.

3. Technique des mesures. — H. Moser [2] produit une surfusion de 4 à 5 °C. Brusquement toute l'eau se prend en bloc. L'introduction dans le puits de mesure du thermomètre qui était à la température ambiante et d'un peu d'eau pour mouiller le réservoir, fait fondre une pellicule de glace. On retrouve l'équilibre des trois phases qui existait pendant le fonctionnement de la pompe avant fermeture du tube.

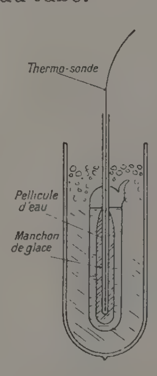


Fig. 3.

A cette technique nous préférons celle de White [1] moins dangereuse pour la vie de la cellule et toute aussi efficace. Elle consiste à former un manchon de glace autour du puits en introduisant dans celui-ci de petits morceaux de carboglace et un peu d'acétone. Quand le manchon remplit la moitié de la cellule le mélange réfrigérant est jeté, et remplacé par de l'acétone à température ambiante. Une pellicule d'eau se forme

et le manchon se détache du tube. Cette eau, en contact avec la glace est à sa température, donc le puits n'est pas à une température plus haute que celle du point triple. Il n'est pas non plus à une température plus basse car il n'y a pas d'effet cryométrique dû aux impuretés résiduelles. La pellicule d'eau provenant de la fusion de la glace est théoriquement à 100 % de pureté. Pour garder la cellule en fonctionnement pendant plusieurs jours il suffit de l'entourer de glace pilée dans un vase de Dewar (*fig.* 3).

Ainsi la méthode du point triple est facile à mettre en œuvre. Elle donne la précision du millième de degré avec sûreté

III. **Point triple de l'oxyde de phényle.** — D'après Schwab et Wichers [6] du N. B. S., le point triple du pénoxybenzène (phényl-éther) est 26,877 °C. Le corps livré par le commerce est déjà très pur. Une cristallisation fractionnée en solution alcoolique est suffisante, au moins pour l'usage en vue. La cellule que nous avons utilisée est du même modèle que celle utilisée pour l'eau et a subi le même nettoyage suivi d'un séchage sous vide. Elle est remplie de fins cristaux qui, après leur purification, ont été conservés au dessiccateur.

Fermeture de la cellule. — Elle est soudée à la canalisation de vide d'une simple pompe à palettes et plongée dans un récipient d'eau chaude. Quand tout est fondu on fait cesser la surfusion par un refroidissement local. La cristallisation n'est pas instantanée comme pour l'eau mais le mélange solide-liquide se maintient sans précaution spéciale pendant la durée du pompage. On sépare au chalumeau et la cellule est prête à l'emploi.

Technique de mesure. — L'oxyde de phényle est à nouveau fondu puis partiellement solidifié. La cellule est alors placée dans un vase de Dewar profond, fermé par du coton. Au bout d'une heure la température se fixe au millième de degré près. Les variations décelables restent inférieures au millième de degré pendant deux jours consécutifs.

Nos mesures sont faites avec une résistance de platine de 120 ohms à zéro degré montée dans un pont d'extensométrie qui donne $\Delta R/R$. A la précision de 5.10^{-7} correspond 10^{-4} degré, mais la dérive du pont au cours d'une journée nécessite des corrections du même ordre.

IV. **Point triple de l'acide benzoïque.** — La réalisation des cellules à acide benzoïque a été particulièrement étudiée au N. B. S. par W. Schwab et E. Wichers [7] durant une dizaine d'années. Ils montrent que ce corps a toutes les qualités requises pour donner un excellent point fixe. Cependant M. P. Mathieu [3] a fait remarquer que sa décomposition en anhydride et eau est nette au-dessus de 135 °C. Il suffira donc de veiller, pendant la purification, à dépasser le point de fusion aussi peu que possible. La cellule fabriquée comme indiqué par Schwab-Wichers donne la température 122,362 ± 0,002 °C. Si une telle précision est difficilement reproductible en valeur absolue dans un laboratoire non spécialement équipé pour la métrologie, du moins a-t-on un point repère beaucoup plus stable et bien plus facile à mesurer que celui de l'ébullition de l'eau.

1. Purification de l'acide. — Une méthode par fusion et cristallisation lente avec agitation mécanique est décrite par Schwab et Wichers [8]. La difficulté est de maintenir vers 122 °C de gros volumes d'acide fondu. On peut aussi faire une cristallisation fractionnée des solutions de l'acide dans l'éther bien pur. Enfin une troisième méthode très longue mais qui semble sûre consiste à profiter de la grande tension de vapeur des cristaux. Porté, au bain de sable, à une température peu supérieure à 100 °C, l'acide cristallise en belles aiguilles dans un large réfrigérant ascendant. Il faut en obtenir 400 g pour remplir une cellule.

2. Construction de la cellule. — Le schéma ci-joint (*fig.* 4) montre que ses dimensions sont plus grandes que celles des cellules précédentes. Une

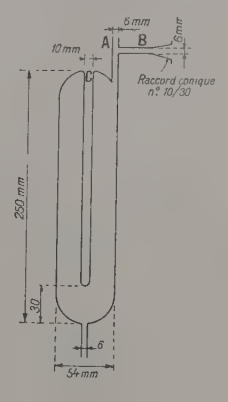


Fig. 4.

double soudure en C devient inutile car la cellule ne sera jamais immergée dans un liquide. Les opérations de lavage sont les mêmes que pour les autres cellules. Après séchage sous vide on remplit avec les paillettes d'acide au fur et à mesure de leur production et la cellule est portée à l'étuve à 120-125 °C. L'opération est répétée jusqu'au moment où l'acide liquide laisse un volume libre d'environ 50 à 60 cm³. Chaque fusion à l'air hydrate l'acide. Cette eau détruit l'anhydride qui provient d'une légère décomposition de l'acide, mais d'après Schwab et Wichers l'effet cryométrique atteint cependant 0,05 °C. Il faut donc prévoir un dispositif pour déshydrater par un courant d'air sec

et décarbonaté. Le vide étant fait dans la cellule, il est recommandé d'y introduire sous une pression de 21 cm de mercure (1) de l'air pur et sec afin d'éviter le bris du tube à la fusion par suite de l'inertie de la masse liquide. De plus cette pression d'air compenserait l'effet cryométrique des gaz dissous à saturation. Le montage est alors le suivant (*fig.* 5) :

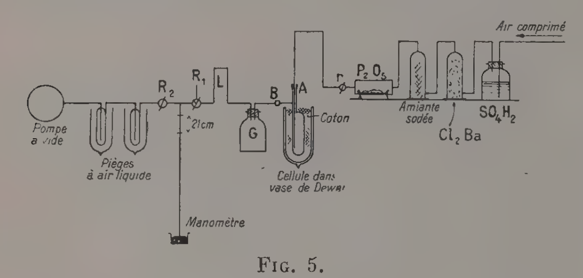


FIG. 5.

Un tube fin pénètre par le tube A jusqu'au fond de la cellule. L'étanchéité entre les deux tubes est assurée par un raccord de caoutchouc picéiné, G est un flacon de garde et L un tube où viendront se condenser les vapeurs qui peuvent sortir de G.

La première opération consiste à saturer d'air et à déshydrater l'acide. Pour cela la cellule à 125-130 °C, dans laquelle l'acide est totalement fondu, est placée dans un vase de Dewar profond qui, venant de l'étuve, est aussi à 130 °C. Il est obturé par un bouchon de coton. Le robinet r est ouvert et R_1, robinet à trois voies, est ouvert vers l'extérieur. Un courant d'air sec et privé de gaz carbonique traverse toute la masse de l'acide jusqu'au moment où la solidification arrête le courant. Alors r est fermé, R_1 mis en direction de la pompe et R_2 ouvert. On pompe l'air humide contenu dans la cellule. Celle-ci est ensuite sortie de son vase de Dewar et remise à l'étuve. Schwab et Wichers recommencent trois fois l'opération.

Le deuxième temps consiste à faire le vide à la pression du point triple. L'acide de la cellule est fondu à nouveau. On peut éviter le démontage en utilisant la flamme morte du chalumeau. Le tube d'arrivée d'air est soulevé aussi haut que possible et en tous cas au-dessus de B et la pompe est mise en marche. Quand la pression est stationnaire pendant un quart d'heure, R_2 est fermé.

La troisième opération est le remplissage par de l'air pur et sec. Il suffit d'ouvrir très doucement le robinet r et de le fermer aussitôt que le mercure a baissé de 21 cm. Il ne reste plus qu'à séparer la cellule de la canalisation en fermant au chalumeau au-dessous de la tubulure B.

(1) Dans la communication référence 6 les auteurs indiquent 8 cm de mercure.

3. TECHNIQUE DES MESURES. — L'acide benzoïque est fondu à l'étuve à 125 °C pendant qu'un vase de Dewar profond est porté à cette température. En sortant la cellule de l'étuve, de fines paillettes apparaissent dans toute la masse, au besoin en agitant l'appareil. Il est immédiatement placé dans le Dewar chaud et recouvert de coton hydrophile pour un meilleur isolement thermique. La sonde thermométrique est placée dans le puits avec une goutte de mercure pour assurer les échanges de chaleur. Elle se met en équilibre de température en une demi-heure environ. Le palier peut durer une heure ou plus suivant le qualité de l'isolement réalisé. Il est stable au millième de degrés près.

Conclusion. — La fabrication de cellules à point triple est un travail de laboratoire qui ne présente pas de grosses difficultés pour la précision habituellement requise. Avec une résistance de platine et un pont d'extensométrie, ou bien avec un couple platine-platine rhodié à nombreux éléments (ou même avec les alliages BTE-CTE) associé à un potentiomètre de bonne qualité la lecture du millième de degré est assez facile dans l'intervalle 0-100 °C. Avec les anciens procédés de la glace fondante et de l'ébullition de l'eau cette précision devenait illusoire dans un laboratoire non spécialement outillé. Or, on dispose d'eau et d'oxyde de phényle suffisamment purs pour réaliser des cellules à point triple pour lesquelles le millième de degré a un sens. Avec l'acide benzoïque le centième de degré est parfaitement abordable.

L'emploi des cellules est un excellent procédé pour l'étalonnage des thermomètres, des résistances et des couples.

Manuscrit reçu le 11 janvier 1957.

RÉFÉRENCES

[1] WHITE (W. P.), *J. Amer. Chem. Soc.*, 1934, **56**, 20.
[2] MOSER (H.), *Ann. Physik*, 1929, **1**, 341.
[3] MATHIEU (M. P.), *Mémoire Acad. Roy. Belgique Cl. Sci.*, 1953.
[4] BARBER (C. R.) et HANDLEY (R.), *Brit. J. Appl. Phys.*, 1954, **5**, 41.
[5] STIMSON (H. F.), *Science*, 1952, **116**, n° 3014, 339.
[6] SCHWAB (F. W.) et WICHERS (E.), *Comptes Rendus.* XVe Conférence de l'Union Internationale de Chimie pure et appliquée, 1949, p. 113.
[7] SCHWAB (F. W.) et WICHERS (E.), *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1945, **34**, 333.
[8] SCHWAB (F. W.) et WICHERS (E.), *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1940, **25**, 747.
[9] THOMAS, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1934, **12**, 323.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 45 A.

UN DISPOSITIF POUR L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFRACTION DES ONDES CENTIMÉTRIQUES

Par J. MÉVEL,
Faculté des Sciences de Rennes.

Introduction. — De réalisation récente, les expériences de diffraction en ondes centimétriques permettent de préciser et développer les connaissances acquises par l'optique. De nombreux dispositifs ont été publiés, mais la plupart sont destinés à la détermination de diagrammes d'antennes, ou de radiateurs primaires. Il nous a paru intéressant de décrire l'appareillage que nous avons réalisé, parce qu'il permet l'étude générale de la diffraction. Il comprend essentiellement :

a. Des dispositifs mécaniques qui supportent les divers organes contribuant à la création du champ, et permettent d'y placer les sondes destinées à l'explorer.

b. Un ensemble émetteur qui produit le champ électromagnétique dans lequel nous disposons les corps diffringents.

c. Un ensemble récepteur qui permet de déterminer en tout point la phase et l'intensité du champ.

Les figures 1 et 2 présentent des vues d'ensemble des deux versions de l'appareillage.

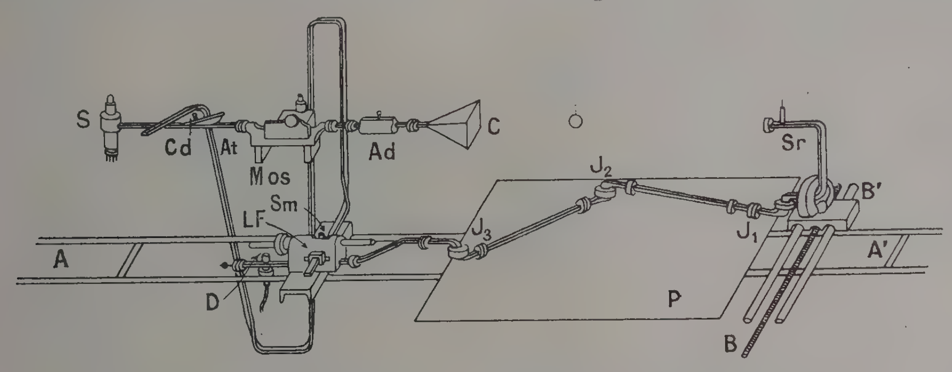


Fig. 1. — Appareillage d'étude de la diffraction au voisinage de l'axe.

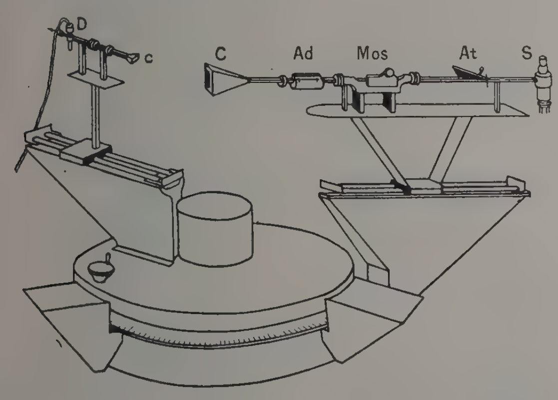


Fig. 2. — Appareillage d'étude de la diffraction éloignée.

L'ensemble mécanique. — Dispositif d'étude de la diffraction au voisinage de l'axe. — Il est constitué de deux bancs d'optique (*fig.* 1). Sur le banc longitudinal fixe AA′ on dispose le système émetteur, et, pour certaines études au voisinage du corps diffringent, le chariot porte-sonde. Le banc transversal BB′ orientable porte un système de coulisses sur lesquelles peut glisser le chariot porte sonde. Nous utilisons ce second montage pour les études à grande distance des corps diffringents.

On emploie parfois une variante de ce dispositif pour tracer directement les courbes d'égale phase et d'égale intensité au voisinage du corps diffringent. Dans ce cas, le chariot muni de roulettes se déplace sur la plaque horizontale P disposée sur les bancs d'optique. Un crayon coulissant dans un tube fixé au chariot, à la verticale de la sonde, permet de repérer la position de cette dernière sur un papier fixé sur la plaque.

L'ensemble des bancs d'optique est fixé sur une base très robuste en poutres d'acier. Les bancs eux-mêmes sont formés de barres d'acier étiré. Le banc AA′ a une longueur de 3 m, le banc BB′, 1,50 m. Tous les détails de la base ont été omis sur la figure 1 pour la clarté du dessin.

Dispositif d'étude de la diffraction éloignée. — C'est un goniomètre de grandes dimen-

sions (*fig.* 2). Le diamètre du plateau est de 105 cm et le rayon des bras de 100 cm environ. L'appareil est monté sur deux roulements à billes de grands diamètres, on le fait tourner par intermédiaire d'une couronne dentée. L'axe de rotation est un tube de diamètre intérieur 15 cm environ, ce qui permet d'y faire passer les guides d'onde et les joints tournants nécessaires pour les études de phases. L'ensemble de l'appareil, très robuste, est pratiquement indéformable.

Réalisation de l'appareil. — L'ensemble mécanique a été réalisé à partir du support d'un projecteur de D. C. A. réformé. Il comprenait une tourelle fixée sur remorque. Celle-ci nous a fourni la base support des bancs d'optique, la tourelle est devenue le goniomètre.

Les supports de bancs sont constitués de plaques d'acier de 4 mm soudées, et sont très rigides. Les bancs y sont fixés, précontraints, de manière à compenser autant que possible la flèche. Des portiques fixés aux bases supports permettent de placer dans le champ les corps diffringents.

Le banc transversal BB′ (*fig.* 1) est monté sur un pivot robuste muni de vis tangentes et de freins qui permettent de l'orienter à volonté. Nous l'avons en général disposé perpendiculairement à AA′.

Dispositif émetteur. — Nous désignons sous ce nom l'ensemble des organes qui servent à produire le champ électromagnétique. Ils sont de deux sortes :

Ensemble hyperfréquence. — La source de rayonnement S est un klystron Raytheon type 2K33 qui fournit une puissance de 40 milliwatts à la fréquence d'environ 24 000 Mhz. L'énergie émise franchit d'abord le coupleur directionnel Cd (*fig.* 1) qui en prélève une fraction, puis l'atténuateur At dont le rôle est de découpler la cavité du klystron d'avec le guide. Cette précaution est nécessaire si l'on veut éviter des réactions préjudiciables à la stabilité. Notons qu'il eut été plus avantageux d'utiliser une ligne à ferrite qui ne transmet l'énergie que dans un seul sens.

A la sortie de l'atténuateur, l'énergie franchit un mesureur d'ondes stationnaires Mos qui permet de vérifier que le cornet émetteur rayonne un maximum d'énergie, puis un adaptateur d'impédances Ad. Elle atteint enfin le cornet émetteur C.

Pour adapter le cornet émetteur, on règle l'élément Ad jusqu'à obtenir dans la ligne un taux d'ondes stationnaires qui soit inférieur à 1,1 lorsqu'aucun corps n'est placé dans le champ. La présence du corps diffringent se traduit par le retour vers le cornet C d'une quantité supplémentaire d'énergie. On en tient compte en étudiant le nouveau taux d'ondes stationnaires, mais il faut pour cela pouvoir approcher ou éloigner le corps diffringent du cornet de $\lambda/4$, pour tenir compte des phases relatives des ondes réfléchies. Dans les cas étudiés (sphères), la perturbation s'est révélée négligeable.

Ensemble électronique. — Le fonctionnement du klystron nécessite l'utilisation de tensions continues de filament, de cavité, de réflecteur et de wehnelt (*fig.* 3). Toutes ces tensions doivent être

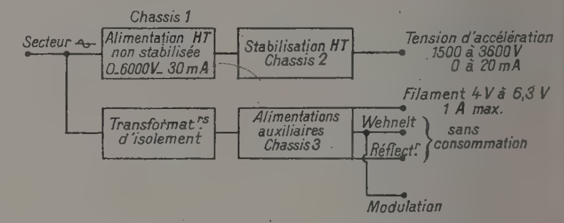


Fig. 3. — Schéma de principe de l'alimentation.

très stables, les deux dernières plus spécialement. Les détails de la réalisation ont été décrits dans une autre publication [1]. Notons que depuis, nous avons alimenté directement foyer et réflecteur par des piles. La stabilité s'en trouve grandement améliorée. Les électrodes ne débitant pas, la durée de vie des piles est très lougue.

La modulation en signaux carrés appliquée au wehnelt, a pour but d'interrompre et de rétablir l'oscillation du klystron à la cadence de 1 000 Hz. Cette fréquence doit être très stable, le dispositif de réception possédant un filtre à bande étroite ; elle doit être réglable, le filtre du récepteur n'étant susceptible d'aucun ajustement.

Nous avons résolu le problème en pilotant le générateur de signaux carrés par un oscillateur sinusoïdal de grande stabilité. L'oscillateur (*fig.* 4)

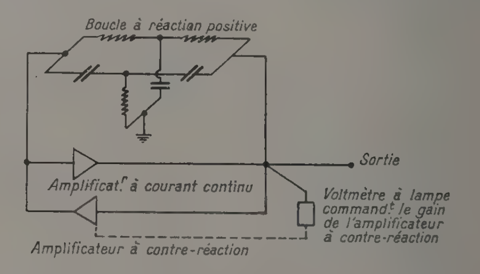


Fig. 4. — Schéma de principe de l'oscillateur.

est constitué par un amplificateur à courant continu avec deux circuits de réaction séparés entre l'entrée et la sortie : *a*) le premier est un pont en double T qui assure une réaction positive sélective et l'entretien des oscillations ; *b*) le second, un amplificateur alternatif à large bande qui renvoie à l'entrée de l'amplificateur continu, en opposition de phase avec la tension provenant du pont, une fraction de la tension de sortie, et tend ainsi à

empêcher l'oscillation. Le gain de cet amplificateur est commandé par une tension continue proportionnelle à l'amplitude de l'oscillation, de sorte que si cette amplitude augmente, le gain de l'amplificateur augmente et la tension de sortie décroît.

L'application de ce procédé [2] permet d'obtenir une oscillation presque sinusoïdale et de fréquence très constante. Les circuits sont représentés figure 5. La seule difficulté de réalisation est la fabrication d'un pont en double T très stable. Pour cela nous n'avons employé que des résistances bobinées et des capacités au mica. Des condensateurs variables à air, placés en parallèle sur les capacités fixes, permettent de régler la fréquence. La tension sinusoïdale produite est transformée en signaux carrés par amplifications et écrêtages successifs (*fig.* 6). La sortie s'effectue sur liaison cathodique à basse impédance de manière à éviter la déformation des signaux par les capacités parasites des câbles de liaison. Les détails des circuits sont représentés figure 7.

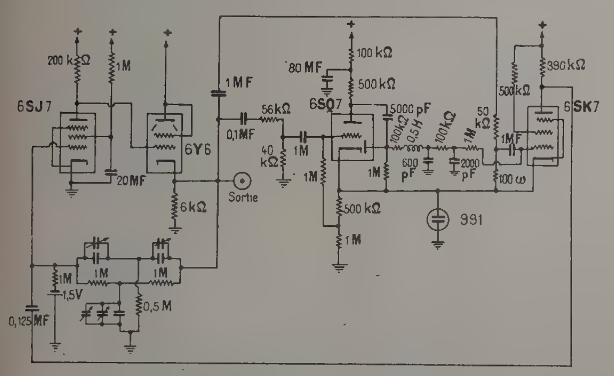


Fig. 5. — Circuit de l'oscillateur.

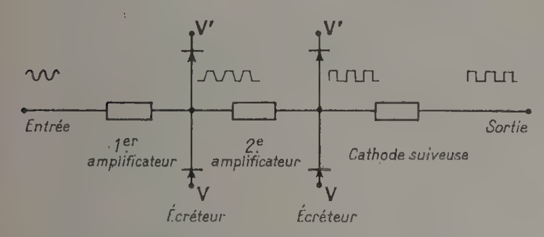


Fig. 6. — Schéma de principe du générateur de signaux carrés.

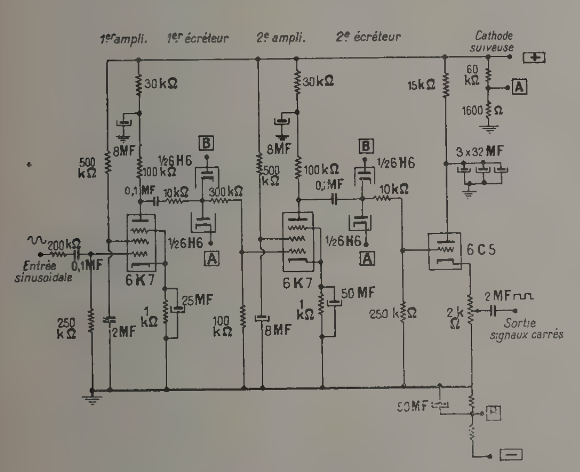


Fig. 7. — Générateur de signaux carrés.

Nota. — 1) Les points marqués A sont reliés entre eux ainsi que les points marqués B.

2) Pour simplifier, nous n'avons pas représenté l'alimentation qui est classique, stabilisée, sans aucun point à la masse et qui fournit 300 V.

Les alimentations de ces deux appareils sont autonomes. Elles comprennent un transformateur de chauffage filament et une haute tension stabilisée par tube à réactance. La stabilité totale est supérieure à 10^{-3} en fréquence et à 1 % en amplitune.

Dispositif récepteur. — Il se compose d'une série d'organes destinés à permettre les mesures d'intensité et de phase. Certains de ces constituants sont utilisés quelle que soit la grandeur que l'on cherche à déterminer, nous allons les décrire tout d'abord. Les autres seront étudiés avec chaque cas particulier.

Les sondes et la tête détectrice. — Les sondes sont destinées à prélever une partie de l'énergie présente dans le champ pour l'envoyer sur les appareils de mesure de l'intensité et de la phase. Elles doivent perturber le champ aussi peu que possible et avoir une section efficace de réception très réduite, ce dernier point étant surtout

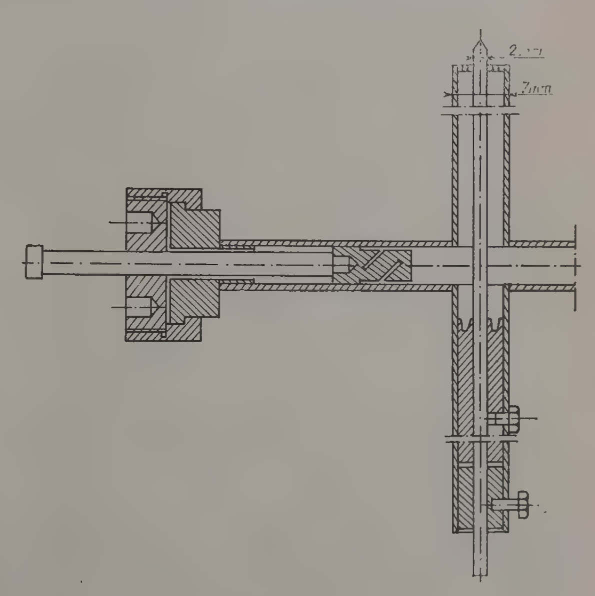


Fig. 8. — Sonde coaxiale.

important pour les mesures à faible distance des corps diffringents.

Selon les cas, nous avons utilisé :

a) *Une sonde coaxiale* (*fig.* 8). — Elle est constituée par un guide coaxial dont le conducteur central dépasse au-dessus du cylindre extérieur. On l'utilise surtout pour les mesures au voisinage immédiat des corps diffringents vu sa faible section efficace. Deux pistons de court-circuit, l'un sur la ligne coaxiale du côté opposé à l'antenne, l'autre sur le guide qui lui est associé, permettent l'adaptation d'impédances. La longueur de l'antenne est réglable.

b) *Un cornet* (*fig.* 9). — Ses dimensions ont été choisies de manière que le lobe principal soit assez large pour rendre négligeables les erreurs résultant d'un défaut d'alignement. Son diagramme est directionnel, ce qui élimine les réflexions parasites dues aux objets situés dans le prolongement du banc d'optique. Nous avons utilisé ce cornet pour les mesures effectuées à grande distance des corps diffringents.

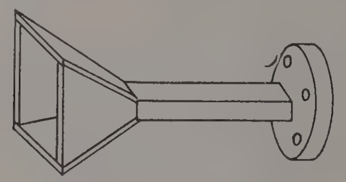


Fig. 9. — Cornet récepteur.

Remarquons que sonde et cornet ne sont sensibles qu'aux ondes polarisées linéairement et telles que le sens du vecteur $\vec{\mathbf{E}}$ soit parallèle à l'axe de la sonde coaxiale ou au petit côté du guide. Le comportement des deux sondes est différent en ce qui concerne les ondes polarisées à 90° de cette direction privilégiée. Le guide coaxial ne les perturbe pas sensiblement, mais le cornet se comporte à peu près comme un plan réfléchissant. Cette propriété est particulièrement défavorable à l'emploi du cornet comme sonde pour des mesures au voisinage du corps diffringent, car l'onde ainsi réfléchie, dont on ne perçoit pas l'existence, peut troubler considérablement la répartition des champs.

La tête détectrice est classique. Nous l'avons construite d'après un modèle mis au point au M. I. T. [3]. Le cristal détecteur utilisé est une cartouche coaxiale 1N26. Un piston de court-circuit et une vis d'adaptation permettent de transférer au cristal un maximum d'énergie provenant du guide.

Ensemble électronique. — La tension apparaissant aux bornes du cristal détecteur est modulée à 1 000 Hz par les signaux carrés appliqués au wehnelt. On la transmet par câble blindé à un amplificateur Polytechnic type 277 (*fig.* 10). Dans cet appareil, la tension, après amplification à bande étroite est détectée et affichée sur un voltmètre. Le filtre de bande est constitué par un circuit bouchon et n'est pas réglable. La largeur de bande est de 15 Hz à mi-déviation, le gain maximum de l'ordre de 400 000. Nous avons modifié le circuit du voltmètre afin de pouvoir prélever une fraction de la tension de sortie, que l'on applique après filtrage à l'entrée d'un enregistreur Meci. Le rôle du filtre est double, d'une part, en augmentant le temps de réponse, il réduit le souffle, d'autre part,

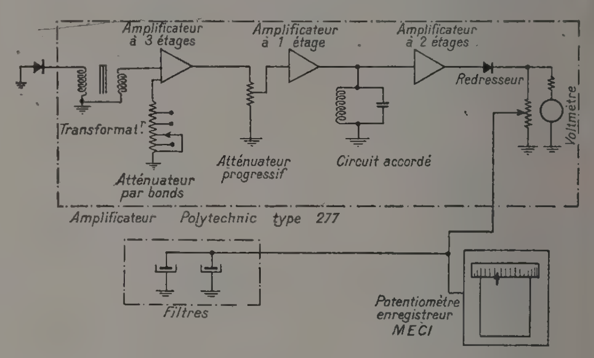


Fig. 10. — Schéma de principe du système de réception.

il ramène à l'entrée de l'amplificateur de positionnement du servomécanisme une impédance correcte qui s'oppose au pompage. L'entraînement du papier de l'enregistreur, de même que le déplacement des chariots porte-sonde, est commandé par un moteur synchrone. Il existe ainsi une relation linéaire entre les espaces parcourus dans les deux cas, ce qui permet de graduer directement le papier en course du chariot.

Méthode de mesure de l'intensité. — Si l'on admet la stabilité des caractéristiques des divers éléments du montage, il existe une relation définie entre la tension haute fréquence appliquée au cristal et la tension de sortie de l'amplificateur, c'est-à-dire entre l'intensité du champ et le déplacement de l'aiguille de l'enregistreur. Tous les éléments hyperfréquence, cristal excepté, étant linéaires, on connaîtra la relation entre l'intensité du champ et l'indication de l'enregistrement si l'on peut déterminer la caractéristique de redressement du cristal détecteur et la courbe de réponse de l'amplificateur.

a) *Étalonnage de l'amplificateur.* — Pour étalonner l'amplificateur, on ferme l'entrée sur une résistance approximativement égale à celle du cristal 1N26 (600 ohms environ) et l'on injecte aux bornes de cette résistance la tension à 1 000 Hz provenant d'un générateur étalonné très stable, après l'avoir affaiblie dans un rapport connu. Ce

procédé a permis de montrer (*fig.* 11) la parfaite linéarité du récepteur, si ce n'est lorsqu'on l'utilise à gain maximum. Dans ce cas, la tension de bruit fait qu'il subsiste un signal de sortie, même si la

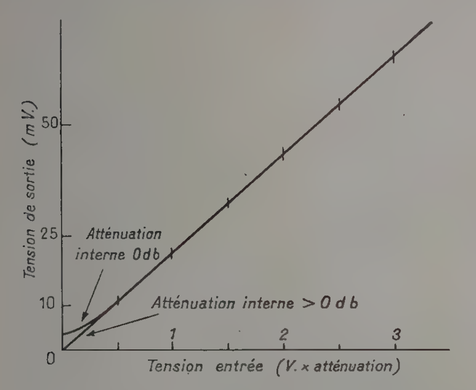


Fig. 11. — Courbe de réponse de l'amplificateur.

tension d'entrée est nulle. Nous nous sommes affranchis de cette difficulté en n'utilisant que des gains suffisamment faibles.

b) *Étalonnage du cristal.* — Pour étalonner le cristal, on le place dans le circuit de la sonde d'un mesureur d'ondes stationnaires, que l'on ferme sur un court-circuit (*fig.* 12). Dans ces conditions, si

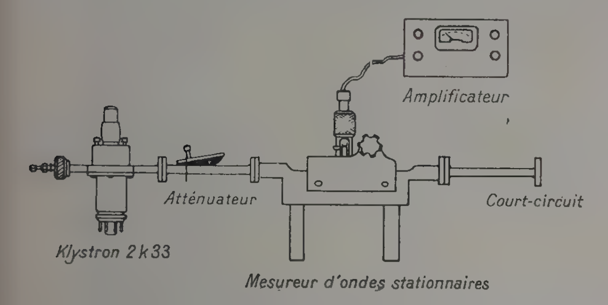


Fig. 12. — Dispositif d'étude de la courbe de réponse des cristaux détecteurs.

l'on suppose que la ligne est sans pertes, la tension électrique le long du guide varie selon la loi :

$$E = 2A \sin 2\pi d/\lambda_g . \cos(\omega t + \varphi)$$

d représentant la distance de la sonde à un minimum.

On mesure d et l'on calcule E d'après la formule ci-dessus, puis l'on relève l'indication correspondante du voltmètre. On peut ainsi tracer la caractéristique de détection du cristal dont la figure 13 donne un exemple.

Notons qu'il convient de répéter de temps en temps cet étalonnage, les cristaux n'étant pas des éléments particulièrement stables. En fait, nous avons constaté que pour de faibles signaux, ils ne s'écartent pas sensiblement de la loi quadratique.

Méthode de mesure de phase. — Les méthodes de mesure de phase reviennent à comparer la phase de l'onde captée par la sonde Sr (*fig.* 1) et celle d'une onde de référence provenant directement du klystron par un trajet constant. L'onde de signal est transmise par des tronçons de guides reliés par

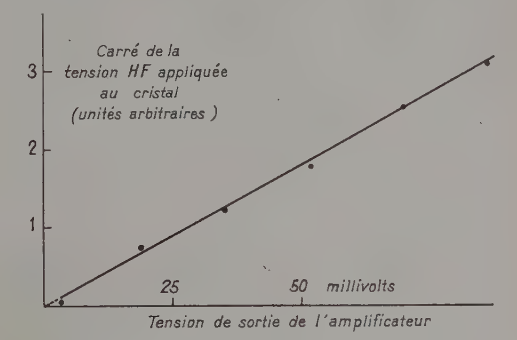


Fig. 13. — Courbe typique de détection.

des joints tournants J_1, J_2, J_3. Elle franchit le guide principal de la ligne fendue LF et arrive sur la tête détectrice D. L'onde de comparaison captée au sortir du klystron par le coupleur directionnel Cd franchit un long guide recourbé, souple, et arrive sur la sonde Sm du guide fendu LF, où elle vient s'ajouter à l'onde de signal. Le cristal situé en D détecte l'énergie résultant de la somme géométrique des deux ondes.

Soient : $e = a \sin \omega t$ la tension apparaissant sur le cristal et provenant du trajet de comparaison, $E = b \sin(\omega t + \varphi)$ la tension apparaissant au même point et provenant de la sonde Sr placée dans le champ. Les deux tensions s'additionnent :

$$V = e + E = a \sin \omega t + b \sin(\omega t + \varphi).$$

Pour mettre φ en évidence, nous avons opéré de trois manières différentes, afin d'obtenir un contrôle réciproque.

a) On laisse la sonde fixe et l'on déplace l'antenne Sm dans le guide fendu. La phase de l'onde de comparaison varie. Si d est le déplacement à partir d'une position origine, le déphasage est :

$$\delta\varphi = 2\pi d/\lambda_g.$$

On le détermine en mesurant d. Quand l'onde de comparaison et l'onde captée par Sr sont en phase, on a $|V| = a + b$, c'est-à-dire que la déviation est maximum. Pour déterminer le rapport des phases entre deux points du champ, il suffit de placer Sr au premier point, et de rendre la déviation maximum en déplaçant l'antenne Sm. Puis on place Sr au second point et l'on détermine de combien il faut déplacer Sm pour avoir une déviation maximum. La formule $\delta\varphi$ indique la différence de phase.

b) On peut permuter dans la détermination ci-dessus les rôles de Sr et de Sm. Laissant Sm fixe,

on déplace Sr d'avant en arrière pour obtenir un maximum de déviation. On sait qu'alors les deux ondes sont en phase et l'on pointe la position correspondante de Sr. On déplace légèrement Sr dans une direction perpendiculaire à l'axe du système et l'on recommence. Le nouveau point a la même phase que le premier, et s'il a été pris assez voisin, il est sur la même surface équiphase. On peut ainsi de proche en proche construire directement les surfaces d'onde.

Nous devons faire remarquer que cette méthode n'est applicable que si l'intensité ne varie que très peu d'un point à l'autre du champ. Sinon la position trouvée sera incorrecte comme il est facile de s'en rendre compte.

c) On peut enfin déterminer la phase à partir de trois enregistrements successifs : Le premier s'effectue en déplaçant la sonde sur un certain trajet. L'intensité devient :

$$V = a \sin \omega t + b \sin (\omega t + \varphi)$$

a est constant, b est fonction de x, abscisse de la sonde Sr le long de sa trajectoire. Le second s'effectue en déplaçant la sonde Sr le long de la même trajectoire, le trajet de référence étant interrompu, ce qui fournit la fonction $b(x)$. La troisième mesure consiste à déterminer la constante a, le trajet de référence étant seul établi. La détermination de φ est ramenée à une simple résolution de triangle rectangle qu'on effectue point par point.

Ces trois méthodes ont fourni des résultats concordants. En pratique, la méthode la plus intéressante est la seconde. Les courbes de phase du cornet émetteur ont été relevées par ce procédé.

Méthode de contrôle. — Mesures d'intensité. — Pour des raisons de commodité, les mesures d'intensité s'effectuent, la tête détectrice étant placée en D comme indiqué figure 1. Pour vérifier que les déplacements des guides J_1, J_2, J_3 ne perturbent pas les résultats, nous avons effectué une détermination d'intensité en plaçant la tête détectrice directement derrière Sr. Les courbes obtenues dans les deux cas sont identiques, si ce n'est que l'énergie est un peu plus faible dans le premier.

Mesures de phase. — Le contrôle consiste à vérifier la constance des déphasages introduits par les différents circuits en guides d'onde, les éléments les plus susceptibles d'en introduire étant les joints tournants.

Étalonnage des joints tournants. — Nous avons réalisé le montage suivant (*fig.* 14) : le klystron alimente un banc de mesure constitué par un mesureur d'ondes stationnaires, suivi du joint tournant à étalonner, celui-ci étant terminé par un court-circuit. Un atténuateur découple le klystron. Il se produit alors un phénomènes d'ondes stationnaires avec minima à peu près nuls. En faisant tourner le joint, on constate de légers déplacements des minima correspondant aux imperfections du joint tournant. Après avoir déterminé la longueur

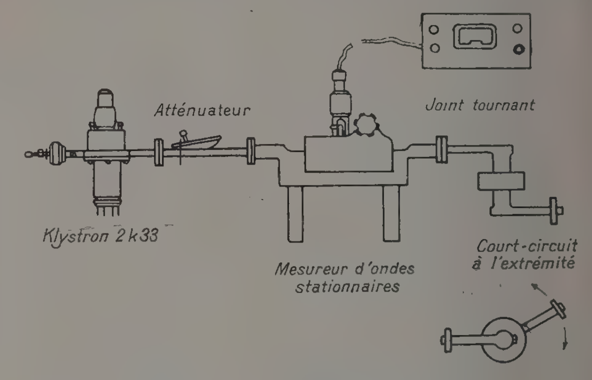


Fig. 14. — Méthode de vérification du déphasage apporté par les joints tournants.

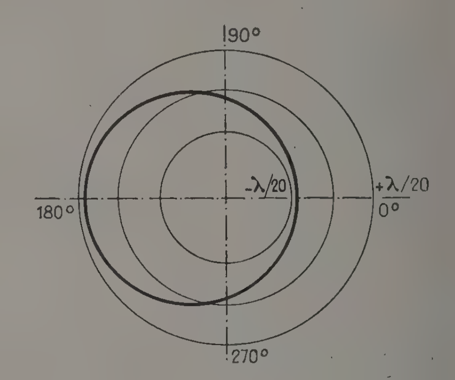


Fig. 15. — Déphasage introduit par les joints tournants.

d'onde dans le guide du mesureur, on peut tracer une courbe donnant, en coordonnées polaires, la variation de déphasage en fonction de l'angle de rotation. Nous en donnons un exemple typique (*fig.* 15).

Controle de l'ensemble des chaines. — La même méthode s'étend directement au contrôle de toute une chaîne de guides d'ondes. Comme conclusion de ces études, nous admettons que les erreurs propres de l'appareil sont inférieures à $\lambda/10$.

Conclusion générale sur les mesures d'intensité et de phase. — Les méthodes de contrôle que nous venons de décrire ne nous permettent d'obtenir que la précision propre de l'appareil. Il n'est pas possible de déterminer directement la grandeur de la perturbation apportée par les sondes. Seule, la comparaison dans un cas simple, des résultats des mesures avec les prévisions du calcul, peut nous renseigner à ce sujet.

Techniques et procédés divers. — 1) CONNEXION DES GUIDES D'ONDES. — Le procédé dont la réalisation nous a paru la plus commode consiste à laisser dépasser le guide au delà de la flasque

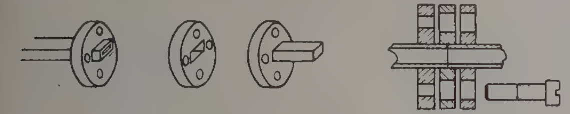


FIG. 16. — Détail de l'assemblage des guides d'ondes.

de 2 mm (*fig.* 16). On obtient un alignement rigoureux en faisant pénétrer chacune des extrémités dans une troisième flasque qui est libre de coulisser entre les deux premières.

2) RÉALISATION DES COURBURES DES GUIDES D'ONDES. — Pour réaliser les différentes courbures et torsions sur les guides d'onde, nous n'avons pas utilisé le procédé de remplissage à la résine ou au sable, car il est difficile de l'appliquer à ces longs tubes étroits. Nous les avons remplis d'eau, puis refroidis dans l'air liquide. La glace formée s'oppose à l'écrasement du tube que l'on peut courber aussi facilement qu'une barre pleine.

3) RÉALISATION DE LA LIGNE FENDUE DE MESURE. — La sonde mobile se déplace dans un guide fendu (*fig.* 17). Elle est fixée sur un chariot

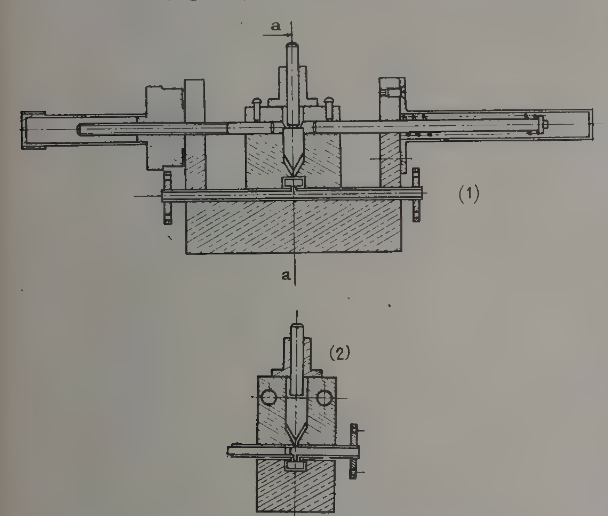


FIG. 17. — Lignes fendue : 1) coupe longitudinale ; 2) coupe transversale *a*.

portant un guide d'onde qu'elle traverse entièrement. Ce guide qui prolonge la ligne de référence, est muni d'un piston réglable pour l'adaptation d'impédances. Le chariot porte-sonde est mobile sur le guide fendu. Des précautions très minutieuses ont été prises pour assurer un bon guidage et le parallélisme de sa course avec l'axe du guide. L'enfoncement de la sonde est réglable, ce qui permet de faire varier l'énergie de référence injectée dans le guide. Il faut d'ailleurs réduire au minimum cet enfoncement, la sonde produisant dans le trajet de mesure des réflexions qui peuvent perturber les résultats.

Remarquons que l'énergie de référence se propage dans les deux sens dans le guide fendu et qu'une partie en est rayonnée par la sonde mobile Sr. Les propriétés directives de celle-ci sont trop faibles pour que l'énergie rayonnée risque de fausser les mesures.

4) DISPOSITION DE LA LIGNE DÉFORMABLE J_1, J_2, J_3. — On remarque sur la figure 1 que la disposition des joints tournants est très différente de celle du dispositif classique [4]. Dans celui-ci la disposition est parfaitement symétrique. Nous l'avons d'abord réalisé et nous avons toujours observé des décrochement dans les courbes d'intensité et de phase au moment du passage par le centre de la course du chariot. Nous les attribuons aux mauvaises conditions mécaniques dans lesquelles se trouve placé l'ensemble des joints à ce moment. Avec le nouveau montage, aucune difficulté de ce genre ne s'est présentée. L'inconvénient résultant du fait que certains des joints tournants se déplacent beaucoup plus que dans le dispositif classique et peuvent ainsi introduire des déphasages plus considérables s'est avéré négligeable.

5) ÉLIMINATION DES RÉFLEXIONS PARASITES. — Nous avons tenté de réduire les inconvénients produits par l'existence de réflexions parasites, en particulier sur les murs du laboratoire, par deux procédés : *a*) Nous avons pris la précaution d'incliner l'axe du dispositif par rapport aux murs. *b*) Nous avons disposé en avant des bancs, et de part et d'autre de l'axe du système, des panneaux de bois recouverts d'oxyde de fer. Dans ces conditions les réflexions sont assez faibles, même lorsqu'on emploie comme récepteur la sonde coexiale. Elles sont négligeables lorsqu'on emploie le cornet récepteur.

6) MESURE DE L'ÉNERGIE RENVOYÉE PAR UN CORPS DIFFRINGENT EN SENS INVERSE DE LA PROPAGATION. — Cette quantité est importante du point de vue technique, car elle représente la section efficace d'objectif pour le radar, et du point de vue théorique, car son expression en fonction des coefficients de diffraction est particulièrement simple. Après avoir essayé de la déterminer en valeur absolue par la méthode de King [5], ce que l'existence de réflexions trop importantes nous a empêché de réussir, nous avons employé le procédé suivant :

Le cornet récepteur est disposé immédiatement

en dessous du cornet émetteur (*fig.* 18). L'énergie parvient au récepteur par deux chemins : *a*) une partie par réflexion sur le corps diffringent. *b*) le reste par couplage entre les cornets, réflexions parasites, etc. Pour tenir compte de cette dernière

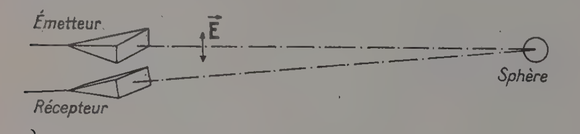


Fig. 18.

partie, nous avançons et reculons le corps diffringent par rapport aux cornets, d'une quantité égale à deux ou trois longueurs d'onde et nous enregistrons la variation correspondante de puissance reçue par le récepteur. Si le couplage est suffisant, les maxima et minima de cette courbe représentent respectivement la somme et la différence des énergies correspondantes. L'inconvénient de ce système est que la courbe ne peut être tracée qu'en valeurs relatives.

Conclusion. — Nous présentons ci-dessous quelques résultats relatifs à la diffraction par des sphères conductrices :

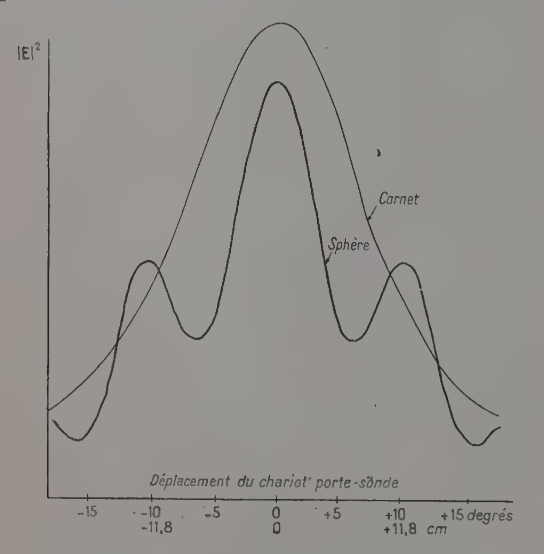


Fig. 19. — Répartition d'intensités.

La figure 19 représente le diagramme de diffraction, en arrière d'une sphère de diamètre 4 cm, et à environ 30 longueurs d'onde. On a porté en abscisses les déplacements du chariot porte-sonde, le zéro correspondant au passage par l'axe du système, en ordonnées, l'intensité en unités arbitraires. La courbe en trait fin représente le diagramme de rayonnement du cornet, la courbe en gros trait la figure de diffraction de la sphère.

La figure 20 représente le champ dans l'axe du système et en arrière d'une sphère conductrice de diamètre 4 cm. On a porté en abscisses la distance de l'antenne à la sphère et en ordonnées l'intensité.

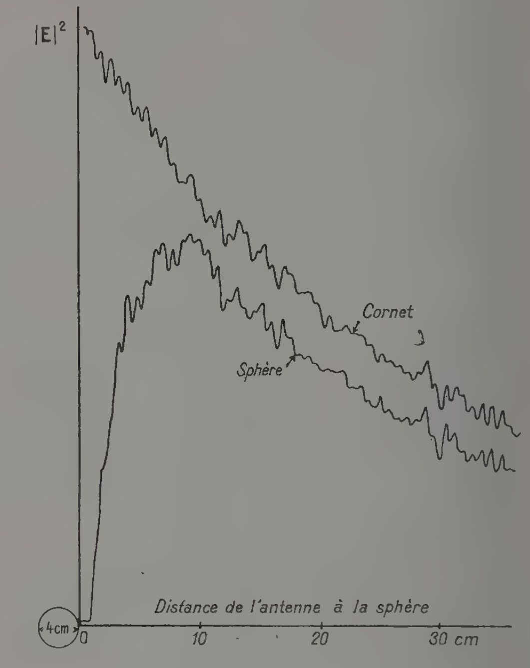


Fig. 20. — Répartition d'intensités.

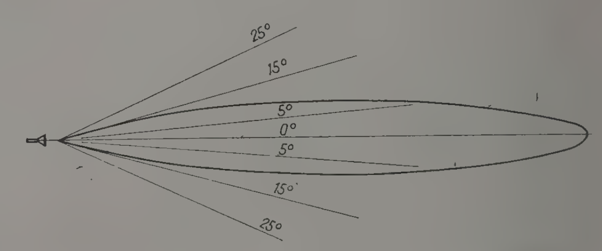


Fig. 21. — Diagramme de rayonnement en puissance.

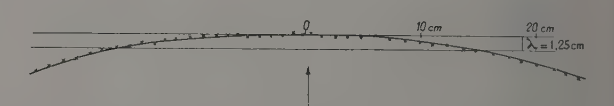


Fig. 22. — Surface d'onde à 60 cm du cornet émetteur.

Les figures 21 et 22 représentent le diagramme d'intensité et la surface d'onde créée par le cornet.

Nous avons vérifié que, dans tous les cas, les résultats obtenus sont conformes aux prévisions théoriques.

L'appareillage que nous venons de décrire n'est certes pas extrêmement perfectionné, mais tel quel, il nous a permis de détecter l'influence, sur le dia-

gramme de diffraction, de déformations des corps diffringents inférieures à λ/100.

Notons qu'il y aurait intérêt, pour ce genre d'études, à pouvoir disposer de deux longueurs d'ondes différentes : l'une, aussi courte que possible, (8 mm) pour les études générales, l'autre, plus longue, (3 cm) permettant de préciser les détails.

Manuscrit reçu le 11 janvier 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] MÉVEL (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 109 A.
[2] CHANCE (B.), MACNICHOL (E.), SAYRE (D.) et WILLIAMS (F. C.), Waveforms, New-York, Mc-Graw-Hill, 1949.
[3] TORREY (H.) et WHITMER (C.), Crystal rectifiers, New-York, Mc-Graw-Hill, 1948.
[4] SILVER (S.), Microwave antenna theory and design, New-York, Mc-Graw-Hill, 1949.
[5] KING (D. D.), Measurement and interpretation of antenna scattering, Harvard University, *Cruft Laboratory Report*, n° 50, 1948.

REVUE DES LIVRES

DAVID (P.), **Cours de radioélectricité générale.** (Tome III : la Réception, 1 vol. 16 × 25 cm, 502 p., Éditions Eyrolle, Paris, 1956, 4 950 F.)

Cet ouvrage traite, dans le cas le plus général, de la manière dont on peut capter une onde de haute fréquence et en extraire l'information qu'elle contient. Dans le chapitre I : GÉNÉRALITÉS SUR LA RÉCEPTION l'auteur examine la nature des signaux à recevoir et énumère, en conséquence, les qualités fondamentales d'un récepteur qui font l'objet des chapitres suivants. C'est ainsi que dans le chapitre II se trouve étudiée la SENSIBILITÉ ET SA LIMITATION PAR LES BRUITS PARASITES externes et internes. La qualité importante : SÉLECTIVITÉ et son COMPROMIS AVEC LA FIDÉLITÉ est l'objet du chapitre III, très abondant. On y fait le procès des différents circuits sélecteurs sous le rapport amplitude, phase et réponse aux régimes transitoires. Mais il est vain de perfectionner une récepteur en accroissant sa sensibilité et sa sélectivité avant d'avoir amélioré le plus possible le rapport signal-bruit à l'entrée. Cette considération est longuement soulignée dans un chapitre qui étudie les COLLECTEURS D'ONDES : aériens, cadres, leurs mérites respectifs, leurs conditions d'emploi et leur adaptation aux circuits d'entrée. C'est alors en fonction de ces qualités à exiger que sont examinées les parties essentielles d'un récepteur :

— L'AMPLIFICATION HAUTE FRÉQUENCE avec ses montages de base à tubes ou à transistors.

— LA DÉTECTION, son principe cas de la modulation d'amplitude, de fréquence ou de phase.

— L'AMPLICATION BASSE FRÉQUENCE, quelle que soit la largeur de bande exigée (téléphonie, vidéo-fréquence).

— LE CHANGEMENT DE FRÉQUENCE, son principe, l'amplification à fréquence intermédiaire et les procédés automatiques de réglage.

Tout un chapitre est consacré aux artifices de réaction — qui permettent de modifier les performances d'un récepteur — et à leurs limites d'emploi.

— A la fin du volume l'auteur donne quelques exemples de récepteurs.

Ce livre très important, où se trouvent exposées des techniques récentes et des diagrammes très instructifs s'adresse aux ingénieurs et techniciens avertis qui possèdent les connaissances de base de la radioélectricité.

E. DIEULESAINT.

GILLE (J. C.), PELEGRIN (M.) et DECAULNE (P.), **Théorie et techniques des asservissements.** (1 vol. 19 × 27 cm, 703 p., 55 fig. et 4 planches hors-texte, Dunod, 1947, 9 800 F.)

Les auteurs, particulièrement qualifiés par des stages auprès des meilleurs spécialistes américains et par leurs travaux personnels à la Section des engins spéciaux du service technique de l'Aéronautique, ont rassemblé et largement développé, dans cet important ouvrage, la matière de leurs enseignements à l'École nationale Supérieure de l'Aéronautique.

Leur livre, qui part de connaissances assez simples pour être abordé à partir des connaissances acquises dans les classes de mathématiques spéciales, s'adresse à la fois au lecteur curieux de cybernétique et à l'étudiant des Écoles techniques. Mais il atteint un niveau assez élevé, conduit à des études de systèmes particuliers assez poussées et contient assez de renseignements pratiques (courbes, abaques, schémas) pour servir d'ouvrage de référence au praticien spécialisé. Les principales divisions du livre sont les suivantes : *Introduction* sur la notion générale de système asservi. 1re *partie :* Dynamique générale des systèmes linéaires. 2e *partie* : Théorie des asservissements linéaires. 3e *partie :* Notions sur quelques asservissements non linéaires. 4e *partie :* Organes des systèmes asservis (détecteurs, moteurs, amplificateurs et préamplificateurs. 5e *partie* : L'avant-projet d'un système asservi (avec deux exemples : asservissement de position pour un système de mesure, et pilote automatique d'engin téléguidé.

Viennent ensuite une abondante bibliographie qui, sans prétendre être complète (les publications sur les systèmes asservis sont innombrables) donne l'ensemble des livres, les comptes rendus de congrès et les articles les plus importants, et un index alphabétique.

J. L.

NONNENMACHER (G. G.), **Vers un droit atomique.** (1 vol. 13,5 × 18 cm, 56 p., Alsatia, Colmar, 285 F.)

L'auteur, avocat au barreau de Colmar, spécialiste du droit international donne comme sous tire à sa plaquette : « Essai sur l'internationalisation et la domestication juridique de l'atome. » Même utilisée à des fins exclusivement pacifiques, l'énergie atomique n'est pas nécessairement inoffensive. Sa mise en œuvre pose des problèmes d'une telle ampleur que la juridiction qui les concerne ne peut être qu'internationale. L'auteur émet quelques propositions à son sujet, en essayant de la rattacher aux législations déjà existantes, par exemples celles sur les dommages causés par les explosifs classiques.

J. L.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 54 A.

SPECTROMÈTRE A SCINTILLATION POUR L'ÉTUDE DES RAYONNEMENTS α, β, γ, EN COINCIDENCE (I)

Par R. FOUCHER, L. DICK, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN,
Institut du Radium, Laboratoire Curie

Dans une précédente note [1] nous avions décrit sommairement un spectromètre du type lent-rapide par l'étude des rayonnements α, β, γ en spectrométrie simple ou en coïncidence. Dans cet article nous donnons les détails de la voie lente de discrimination d'énergie.

Chaque voie de discrimination d'énergie part de la 6e, 7e ou 8e dynode d'un photomultiplicateur EMI 6262 ou 6260 choisis pour leur faible bruit de fond et leur grand gain. La voie de coïncidence rapide part de l'anode du photomultiplicateur. La tension totale appliquée au photomultiplicateur est de 1 800 à 2 000 volts pour que le circuit de coïncidence rapide soit sensible au premier photoélectron et que l'on conserve ainsi des bons rendements de coïncidence pour des temps de résolution de l'ordre de 10^{-8} seconde avec des rayonnements de faible énergie [2].

Les scintillateurs sont des cristaux de INa(Tl) ou d'anthracène. Pour détecter les particules α et avoir une bonne résolution en énergie, nous utilisons des lamelles clivées de INa(Tl) placées dans une chambre à vide munie d'un piège à air liquide ; un réflecteur assure l'utilisation presque totale de la lumière émise [3].

Réponse du EMI 6262 suivant l'intensité et l'énergie des rayonnements détectés. — Dans les conditions de fonctionnement du photomultiplicateur, tension totale appliquée 2 000 volts, sortie sur la 7e ou 8e dynode, on observe un accroissement de la hauteur des impulsions et un élargissement des raies pour une intensité croissante des rayonnements.

Bien que la tension appliquée à la chaîne de résistances Rn fixant le potentiel des dynodes soit stabilisée à quelques 0,01 % (1), l'augmentation du courant interdynode avec l'intensité fait varier la répartition des potentiels, de ces dynodes. Cet effet est d'autant plus important qu'on se rapproche de l'anode et que les rayonnements sont énergiques et par exemple le potentiel V_7 de la dynode de sortie peut passer de 1 000 à 1 200 volts ; la hauteur des impulsions de sortie augmente en conséquence et le photomultiplicateur apparaît avoir un gain supérieur. Cet effet est important pour l'étalonnage en énergie d'un spectre avec des sources d'intensités différentes.

Il faut ajouter à cet effet les fluctuations du potentiel des dynodes : elles dépendent pour une part du découplage des résistances Rn de la chaîne et sont lentes puisque les composantes rapides sont court-circuitées à la masse. Ces fluctuations ont pour résultat d'augmenter la largeur des raies essentiellement due à la fluctuation du nombre des électrons émis au niveau de la photocathode et des premières dynodes. Les mêmes phénomènes sont observés lorsqu'il y a une fuite de lumière sur le photomultiplicateur.

Pour annuler ces variations il ne suffit pas de fixer le potentiel V_7 de la dynode de sortie ; il faut fixer le potentiel V_8 de la dynode suivante et même V_9. Alors le gain reste pratiquement constant Le gain du niveau d'une dynode dépend donc du potentiel des dynodes suivantes, des effets locaux de saturation avec l'intensité pouvant être compensés par une meilleure collection des électrons secondaires émis si le potentiel relatif des dynodes suivantes est augmenté.

Ces effets peuvent être rapprochés de la réponse non linéaire des EMI 6262 par rapport à l'énergie des rayonnements détectés même de flux très faible. Cette non-linéarité a été étudiée par J. F. Raffle et E. J. Robbins [4] avec des rayonnements α. Nous avons vérifié ce phénomène avec des rayonnements γ. Il est expliqué par l'apparition pour chaque impulsion, de charges d'espace auprès de chaque dynode, le potentiel accélérateur étant presque nul à leur voisinage. Lorsque le flux incident augmente, il y a compétition entre l'effet de ces charges et la répartition des potentiels relatifs.

Par ailleurs, Caldwell et Turner, puis Bell, Davis Bernstein [5] ont remarqué ces variations de gain avec l'intensité des rayonnements se faisant avec deux temps d'établissement avant que le phototube ne trouve un régime de fonctionnement stable ; ces variations seraient dues au comportement des dynodes. Morton note que ceci est vrai seulement dans les cas où les dynodes sont en Ag-Mg [6]. Celles des EMI 6262 sont au Cs. Nous avons constaté cependant l'augmentation du gain avec N de 2 % pour les mêmes intensités. Il faut attendre

(1) Si la température d'équilibre de la source de haute tension ne varie pas trop au cours de l'expérience.

une vingtaine de minutes pour avoir un gain stable. (État de surface des dynodes, gaz occlus....).

Dans le cas des photomultiplicateurs cités dans la référence [6] comme dans celui des EMI, les variations de largeur de raies s'expliquent certainement par les fluctuations « lentes » du potentiel effectif d'accélération entre dynodes.

En tous cas, les P. M. où d'importantes charges d'espace ne peuvent exister facilement doivent avoir un gain plus stable que les EMI 6262 par exemple, vis-à-vis du nombre de particules détectées dans la mesure où les potentiels des dynodes sont bien déterminés.

Ces particularités de fonctionnement gênent l'étude des sources intenses de périodes courtes (inférieures à quelques jours) et compliquent les étalonnages en énergie des spectres.

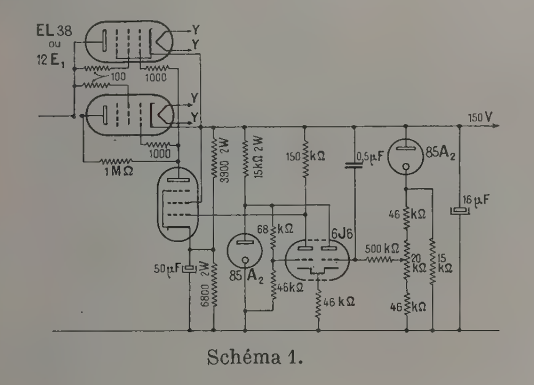


Schéma 1.

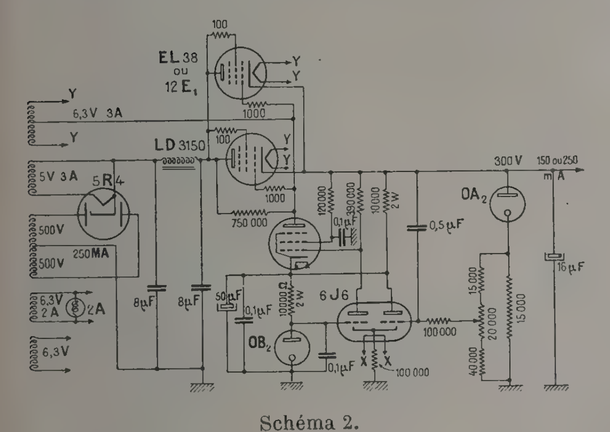


Schéma 2.

Réponse de l'amplificateur. — L'amplification proportionnelle du spectre d'impulsions sortant du photomultiplicateur est perturbée par l'apparition d'impulsions fantômes et d'une non-linéarité de l'amplificateur lorsqu'un grand nombre d'impulsions le saturent : ceci est dû aux surcharges des capacités de liaison entre étages et aux overshoots.

Pour pallier ces difficultés, nous avons adopté des solutions simples qui nécessitent peu de transformations des cellules de base existantes [7] dont nous avons besoin par ailleurs :

Suppression des découplages de cathode. La compensation H. F. reste assurée.

Différentiation après la première cellule.

Cellule de puissance du type « sans overshoot ».

Une contre-réaction à diode entre les anodes de la première et deuxième lampe de la première cellule limite les impulsions et empêche la formation de courant grille. Elle diminue légèrement le gain. Un système de diodes limite les impulsions à l'entrée de la deuxième cellule. Il s'en suit une limitation à 120-140 volts des impulsions envoyées dans l'analyseur qui empêche sa surcharge. Mais le facteur de stabilité de ces cellules est assez faible. Ceci exige des sources de tensions et un courant de chauffage bien stable, un matériel largement dimensionné. Nous avons apporté avec l'aide de M. Leblanc, technicien au Laboratoire, quelques modifications aux schèmas classiques de source de tension stabilisée (schèmas 1 et 2).

L'ensemble des cellules (1) *et* (2) (schèma 3) *a un gain de* 2 000. *La bande passante reste supérieure à* 3 *Mc jusqu'à* 100 *volts. L'amplification des rayonnements* X_k *de* 20 *KeV du* Rh^{102} *n'est pas perturbée par la détection simultanée des rayonnements* γ *du* Co^{60} *jusqu'à une intensité de* $6.10^5 C/min$ *de ces derniers.*

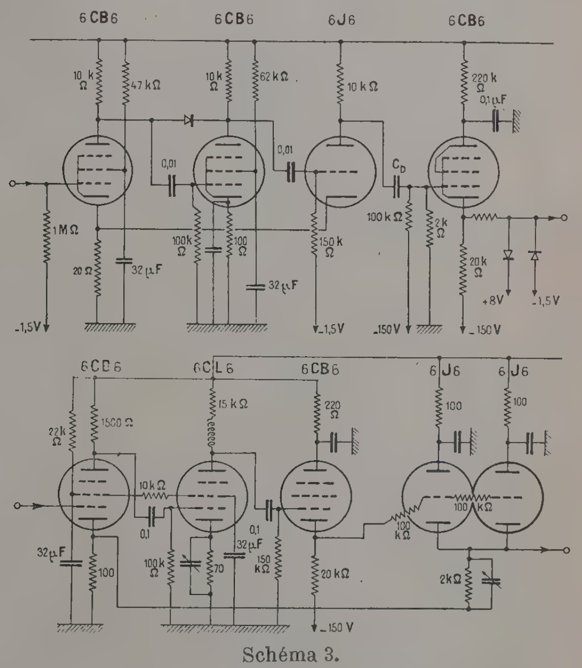


Schéma 3.

Quelques solutions plus complètes du problème des surcharges ont été proposées par divers auteurs [8] en particulier la double formation sur ligne à retard semble être la solution.

Discrimination d'énergie. — Nous avons choisi les analyseurs à 1 et 20 canaux du type W. Johnstone pour leur rapidité de réponse et leur adaptation aux études en coïncidence [9]. L'ouverture des canaux de discrimination de 1 à 10 volts permet d'analyser un spectre d'impulsions dans les conditions optimum.

Lorsqu'on effectue une mesure d'intensité et d'énergie il est nécessaire que le nombre d'impulsions par unité de temps dans chaque bande de discrimination soit maximum pour diminuer les erreurs statistiques sans pour cela altérer le pouvoir séparateur du spectromètre. Cette condition doit être d'autant mieux réalisée que les taux de comptage sont faibles, en particulier pour la spectrométrie en coïncidence. On peut calculer facilement l'ouverture de la bande de discrimination optimum pour une expérience donnée ; en effet si l'on admet que la formule $I(v)$ d'une raie à la sortie du photomultiplicateur est représentée par une courbe de Gauss

$$I(v) = I_0 \exp\left(-\frac{v^2}{l_0^2}\,\mathrm{Ln}2\right) \quad (1)$$

dont la largeur à mi-hauteur est égale à $2\,l_0$, dans un canal de largeur $2s$ on comptera $N_s(s)$ impulsions avec :

$$N_s(v) = \int_{v-s}^{v+s} I(v)\,\mathrm{d}v \quad (2)$$

$N_s(v)$ représente la courbe enregistrée. Sa largeur à mi-hauteur en fonction de s se déduit facilement de (1) et (2) [10] et est donnée par la relation :

$$E\left(\frac{s}{l_0}\sqrt{\mathrm{Ln}2}\right) = E\left(\sqrt{\mathrm{Ln}2}\cdot\frac{l+s}{l_0}\right) - E\left(\sqrt{\mathrm{Ln}2}\cdot\frac{l-s}{l_0}\right)$$

où E est la fonction « erreur ».

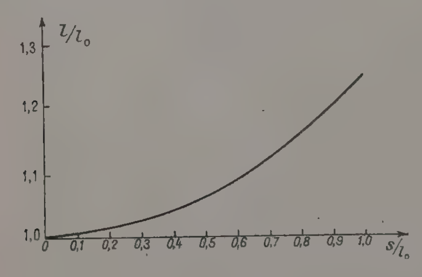


Fig. 1.

La figure 1 représente l'élargissement à mi-hauteur de la raie en fonction de s.

Le nombre d'impulsions enregistrées dans le canal au maximum de la raie en fonction de la largeur du canal est d'après (1) et (2) :

$$N_{max} = N_t\, E\left(\frac{s}{l_0}\,\mathrm{Ln}2\right)$$

avec N_t = nombre total d'impulsions de la raie.

La courbe (2) donne N_{max}/N_t *ainsi pour* $s = 0{,}1\,l_0$, *la raie n'est pratiquement pas élargie et le nombre d'impulsions* N_{max} *enregistrées dans le canal est égal à* 10 % *du nombre total.*

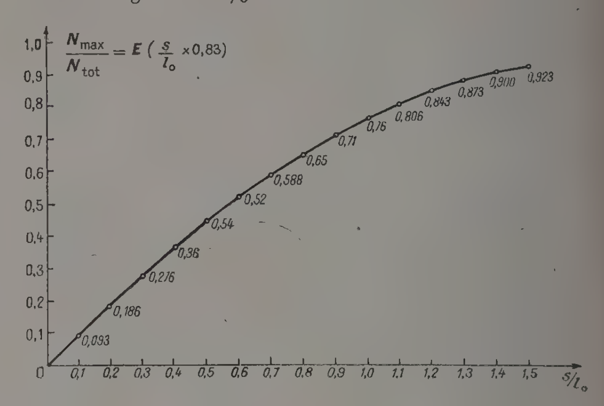


Fig. 2.

Pour $s = 1{,}0\,l_0$, *la raie est élargie de* 25 % *et* N_{max} = 76 % *du nombre total.*

Condition optimun. — Si on considère la fonction

$$F(s) = \frac{N_{max}(s)/N_{tot}}{(l/l_0)^2}$$

il est raisonnable de penser que le maximum de $F(s)$ représentera pratiquement la condition optimum d'ouverture $2s$ du canal de discrimination.

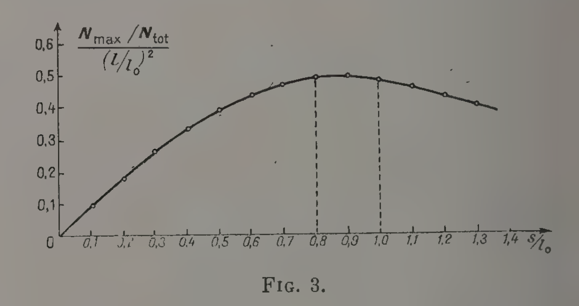


Fig. 3.

Sur la figure 3 est représentée $F(s)$ et de la valeur maximum on déduit :

$$s = 0{,}8\,l_0$$

d'où

$$\text{d'où} \quad \frac{l}{l_0} = 1{,}15 \quad \text{et} \quad \frac{N_{max}}{N_{tot}} = 0{,}65.$$

Conclusion. — La largeur optimum du canal analysant une raie de l'argeur à mi-hauteur $2\,l_0$ est donc $1{,}6\,l_0$. Comme la surface de la raie enregistrée est indépendante du nombre de mesures effectuées pour la définir, l'intensité totale du rayonnement détecté est toujours égale au rapport de

cette surface et de la largeur $2s$ du canal. Les erreurs statistiques sont plus faibles que lors d'une mesure à bandes jointives pour un temps de mesure égal. On voit également de ce qui précède qu'il n'y a pas autant d'intérêt qu'on pourrait le croire à travailler avec 100 canaux de 1 volt plutôt qu'avec 20 canaux de 5 volts déplacés 5 fois pour avoir autant de points, même si on fait abstraction des questions de technologie. Le mieux est d'utiliser un « 20 canaux » rapide susceptible d'indiquer le spectre direct et le spectre en coïncidence et un « 100 canaux » plus lent (suivant les cas).

Nous avons construit plusieurs installations de ce type en fonctionnement depuis trois ans, qui nous ont permis d'étudier certains problèmes de spectrométrie nucléaire.

Nous tenons à rendre hommage à Mme Joliot-Curie qui a suivi et encouragé ce travail.

Manuscrit reçu le 9 février 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bosch, *Diplôme*, Paris, 1954. Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.) et Vartapetian (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**.
[2] Vartapetian (H.) et autres, *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 537.
[3] Foucher (R.) et autres, *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 581.
[4] Raffle (J. F.) et Robbins (E. J.), *Proc. Phys. Soc.* B. 1952, **65**, n° 5, 320-324.
[5] Bell, Davis et Bernstein, *Rev. Scient. Inst.*, 1955, **27**, n° 7, p. 726. Caldwell et Turner, *Nucleonics*, décembre 1954, **12**, n° 12, 47.
[6] Morton, Conférence Internationale de Genève pour les applications pacifiques de l'Énergie Atomique, août 1955, A-Conf 8-P-61.
[7] Elmore et Sands, Electronics (Mc Graw Hill).
Walley et Wallman, Vacuum tube amplifiers (Mc Graw Hill).
Watkins (D.) et Fishbine (H.), A. E. C. Oakridge U. S. A., A. E. C. V 184-6-27-49-550 alc 075.
[8] Boyer (K.), Gove (H. E.), Harvey (J. A.), Deutsch (M.) and Livingstone (S.), *Rev. Scient. Inst.*, 1951, **22**, n° 5, 310.
Chase et Higinbothan, *Rev. Scient. Inst.*, 1952, **23**, n° 1, 34.
Guillon (H.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 588.
Francis, Bell et Kelley, *Nucleonics*, mars 1954, **12**, n° 3, 55.
Fairstein, *Rev. Scient. Instr.*, 1947, **27**, n° 7, 475.
[9] Johnstone (C. W.) *Nucleonics*, 1953, **11**, 1, 36-41.
Kelley (C. G.), Methods of pulse analysis. Conférence Internationale de Genève, U. S. A., A-Conf 18-P-66.
Fairstein, *Rev. Scient. Instr.*, 1956, **27**, n° 7, 549.
[10] Gokhale (B. G.), *Thèse*, Paris, 1952.

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 58 A

RÉALISATION D'UNE CHAMBRE DE WILSON AUTOCOMMANDÉE A PRESSION VARIABLE D'UN TYPE NOUVEAU

Par Mlle TOSIKO YUASA,
Physique et Chimie Nucléaire, Collège de France.

On sait qu'il y a quelques types de chambres de Wilson à basse pression non autocommandées [1]. Tout particulièrement, la chambre du type Joliot fonctionne avec une pression finale comprise entre 8 mm Hg et plusieurs atmosphères. Elle nous a permis d'étudier le comportement des atomes de recul projetés lors des désintégrations α des émanations radioactives [2].

Récemment, pour étudier le phénomène de fission, de Laboulaye et al. [3] ont construit une chambre de Wilson à autocommande interne à basse pression, leur chambre fonctionnant en même temps comme compteur proportionnel. Mills [4] a construit une petite chambre à autocommande externe à basse pression. Mais avec la première, il est difficile de baisser la pression du gaz jusqu'à une pression de l'ordre de quelques cm Hg à cause de la membrane de caoutchouc comme nous l'expliquerons ci-dessous, et avec la dernière, on ne peut pas réaliser l'autocommande interne à cause du grand moment d'inertie du moteur qui déclenche la détente.

En vue d'effectuer certaines expériences qui exigent une très basse pression dans le sein de la chambre de détente et une autocommande interne ou externe, nous avons envisagé de construire une chambre à pression variable qui pourrait atteindre une pression finale de l'ordre de 1 cm Hg et en même temps à autocommande interne et externe.

Pour effectuer une chambre autocommande qui exige une rapide détente ($\sim 10^{-3}$ s), on utilise, en général, une membrane de caoutchouc à la place d'un piston de métal pour éviter le grand moment d'inertie et le frottement avec la paroi de la chambre. Une chambre à basse pression exige, en outre, un très grand degré de détente qui se traduit par une grande extension de la membrane de caoutchouc. En plus, la basse pression dans la chambre de détente augmente encore cette extension qui dépasse alors la limite d'élasticité de caoutchouc, à moins que l'on ne la compense avec une force de sens opposé. La compensation de cette force par l'évacuation de l'air dans la partie située au-dessous de la membrane après chaque détente est trop lente et presque inapplicable pour une chambre autocommandée.

Nous avons donc résolu ces problèmes en réalisant les modifications suivantes : On utilise une membrane de caoutchouc au lieu d'un piston, mais cette membrane est fixée entre deux plaques de duralumin, P_1 et P_2 (*fig.* 1 *b*) en sandwich, permettant ainsi d'y fixer un tube du duralumin, T, autour lequel un fort ressort, R, se comprime ou se dilate à l'aide du filetage fait sur le tube T. Ce ressort étant plus ou moins comprimé égalise les forces au-dessus et au-dessous de la membrane. Grâce à ce ressort, le niveau de la surface de la

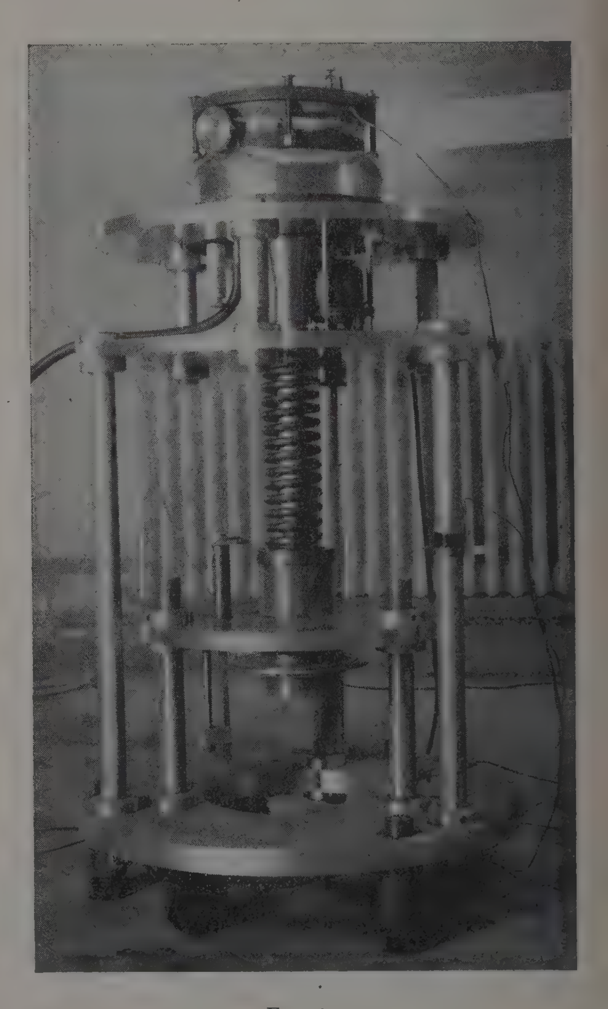


FIG. 1 *a*.

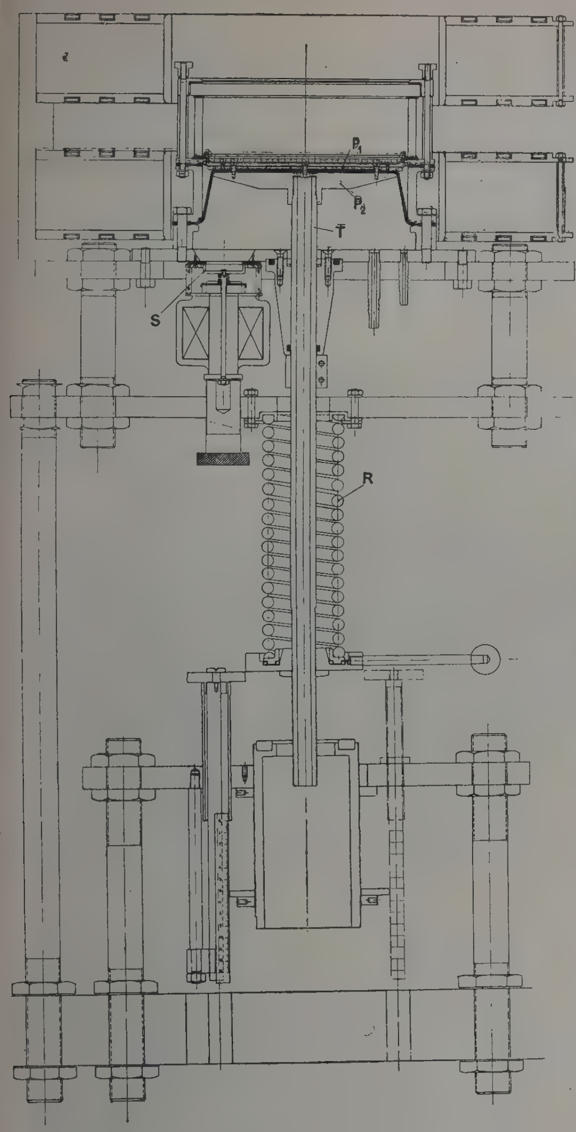


Fig. 1 *b*.

plaque P_1 reste constant indépendamment de la pression du gaz dans la chambre à détente.

A part ces modifications, la détente s'effectue, comme dans d'autres chambres de Wilson à membrane de caoutchouc, à l'aide d'air comprimé ($\sim 1{,}5$ atm.) et d'une soupape, S, soutenue par un électro-aimant, dont l'ouverture rapide ($\leqslant 10^{-3}$ s) est commandée par l'envoi brusque, à l'aide d'un strobotron, d'un courant électrique très fort.

Les détails de construction paraîtront ultérieurement.



Fig. 2. — Rayons α émis par Po.
Chambre de Wilson à vapeurs d'alcool et d'eau. Détente entre les pressions.

$$\left.\begin{array}{l} P_i = 5{,}5 \text{ cm.Hg} \\ P_f = 3 \text{ cm.Hg} \end{array}\right\} C_2H_5OH + H_2O.$$

Nous montrons, à titre d'exemple, un des clichés (*fig.* 2) pris avec un seul objectif et à l'aide d'une lampe-éclair de Xe de Philips (PF 900X.500j), et avec une pression finale de 3 cm Hg de gaz dans la chambre, des trajectoires des rayons α émis par Po.

Je tiens à exprimer ma gratitude au Pr F. Joliot pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail et pour ses conseils précieux, ainsi qu'à M. Savel pour son aide bienveillante. Je remercie également MM. Meurgey et Jost qui ont effectué la construction de l'appareil.

Manuscrit reçu le 14 février 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Joliot (F.), *J. Physique Rad.*, 1934, **5**, 216.
[2] Joliot (F.), *J. Physique Rad.*, 1934, **5**, 216. Berthelot (A.) et Yuasa (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, 895 ; *J. Physique Rad.*, 1942, **3**, 96.
[3] Laboulaye (H. de), Tzara (C.) et Studinoski (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 4 A. Laboulaye (H. de), Tzara (C.) et Olkowsky (J.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 470.
Pour les autres références parues jusqu'alors voir [3] et Loria (A.), *Nuovo Cimento*, 1954, **11**, Suppl. n° 2, 317.
[4] Mills (R. G.), *Thèse*, Univ. California, 1952 et *Rev. Sc. Instr.*, 1953, **24**, 1041.

SUPPLÉMENT AU N° 3
TOME 18, MARS 1957, PAGE 60 A

LETTRES A LA RÉDACTION

SUR LE CONTROLE DES CONDITIONS OPTIMA DU POLISSAGE ÉLECTROLYTIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

par I. Epelboin et M. Froment,
Laboratoire de Physique (Enseignement)
de la Faculté des Sciences de Paris.

La théorie du polissage électrolytique des métaux que nous avons développée il y a quelques années peut également s'appliquer aux semi-conducteurs et cela nous a incités à essayer de polir ces derniers [1].

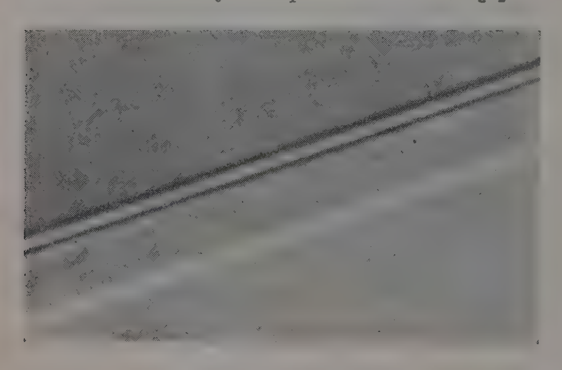


Fig. 1.

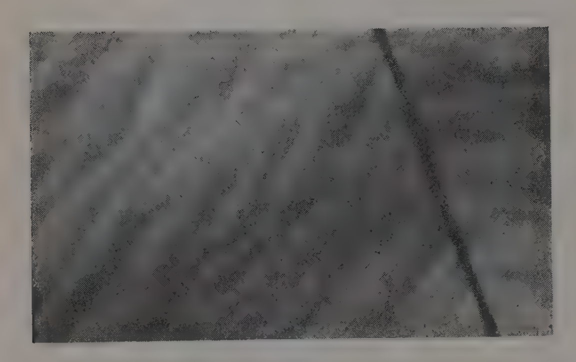


Fig. 2.

De même que pour les métaux, on peut actuellement utiliser 3 types de bains : solutions aqueuses ou alcooliques, sels fondus dans leur eau de cristallisation, sels fondus à haute température. Cependant, le contrôle des conditions optima de polissage dans les solutions aqueuses ou alcooliques ne peut pas s'effectuer de la même façon avec les métaux et avec les semi-conducteurs.

La résistivité du métal est bien inférieure à celle de l'électrolyte et si l'on prend soin de donner à l'anode une superficie beaucoup plus faible que celle de la cathode, la résistance U/I de la cellule électrolytique est pratiquement localisée au voisinage de l'anode. Dans ces conditions, si l'on superpose au courant continu I d'électrolyse un courant alternatif de fréquence appropriée, l'admittance $|1/Z|$ de la cellule électrolytique est proportionnelle à la superficie de l'interface métal-électrolyte et la tension optimum de polissage du métal correspond souvent à $|1/Z|$ minimum [2].

La résistivité des semi-conducteurs n'étant pas négligeable par rapport à celle des électrolytes, tout au moins au voisinage de l'anode, les variations de $|1/Z|$ ne sont plus liées uniquement à la superficie de l'interface semi-conducteur-électrolyte et l'observation de $|1/Z|$ ne permet pas de déterminer les meilleures conditions de polissage.

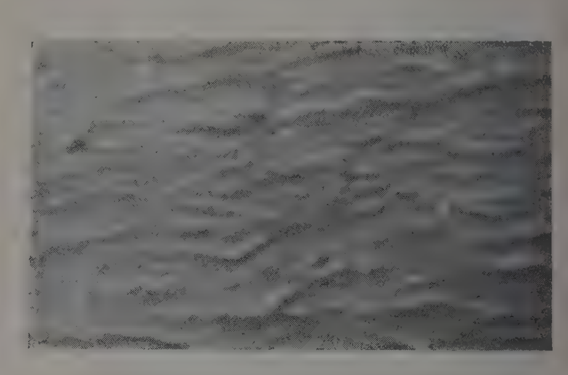


Fig. 3.

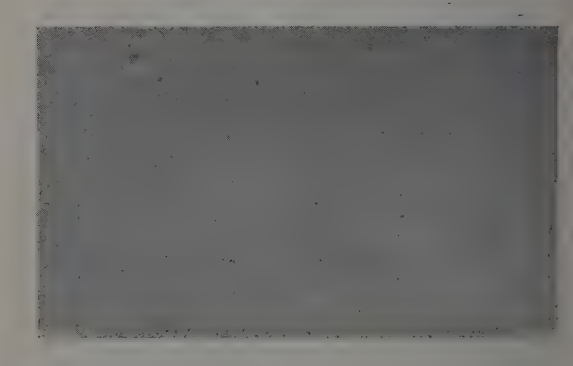


Fig. 4.

Pour des raisons analogues, il est difficile d'utiliser les variations de $|1/Z|$ lorsque le bain de polissage est

constitué d'un sel fondu à haute température (ClNa-ClK, FNa-FK, etc.) ou d'un sel fondu dans son eau de cristallisation (Cl_3Fe, $4H_2O$ par exemple) et ceci est valable pour les métaux comme pour les semi-conducteurs.

Nous avons essayé de tourner cette difficulté à l'aide du microscope. Le microscope optique usuel manque en général de sensibilité pour déterminer les meilleures conditions de polissage du germanium et du silicium car ces deux semi-conducteurs sont souvent étudiés sous forme de monocristaux ou de gros cristaux. Cet inconvénient enlève beaucoup d'intérêt à l'examen métallographique de l'échantillon au cours même de l'électrolyse qui s'effectue couramment avec les métaux polycristallins. Pour que l'examen soit sensible, on peut utiliser la méthode d'observation en contraste interférentiel à 2 ondes polarisées [3]. Nous l'avons employée pour observer de gros cristaux d'aluminium [2] et nous l'utilisons également pour déterminer les conditions du polissage du germanium et du silicium. A titre d'exemple, on trouvera ci-dessous 4 micrographies ($\times$ 900) ainsi obtenues avec du germanium poli dans un mélange 500 cm³ de glycérine, 50 cm³ d'eau, 50 cm³ d'alcool éthylique à 95° et FHFK jusqu'à saturation [4]. Les deux premières micrographies concernent un échantillon polycristallin de 1 cm² de superficie poli à 80 °C avec $U = 50$ V et $I = 0{,}5$ A (photo 1) et à 97 °C avec $U = 60$ V et $I = 0{,}5$ A (photo 2) ; on voit que la température de 80° est préférable. Les micrographies 3 et 4 concernent 2 emplacements de la surface d'un monocristal de germanium [100] de 2 cm² de superficie poli à 80 °C avec $I = 0{,}72$ A et $U = 65$ V. Le microscope courant donne le même aspect aux micrographies 1 et 2 d'une part, 3 et 4 d'autre part.

Lettre reçue le 21 janvier 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Darmois (E.) et Epelboin (I.), *C. R. Acad. Sci.*, 1953, **237**, 501 ; *Bull. S. F. E.*, 1954, **4**, n° 42 ; *Brevets* 1949-1953. Amine (D.), *Thèse*, Paris, 1951.
[2] Epelboin (I.), *Métaux*, 1956, n° **376**, 475.
[3] Nomarski (I.) et Weill (Mme A. R.), *Rev. Métall.*, 1955, **52**, 121.
[4] Brouillet (Ph.), *Thèse*, Paris, 1955 ; *Métaux*, 1955, 141 ; *Rev. Métall.*, 1954, **51**, 693.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LA RÉPONSE DE LA CELLULE AU SULFURE DE PLOMB

Par Mme M. Lunel,
Observatoire de Lyon.

Dans l'étude du rayonnement infrarouge des sources stellaires, à l'aide d'une cellule photorésistante au sulfure de plomb, de nombreux facteurs sont susceptibles d'intervenir et de fausser les résultats obtenus d'une période d'observation à l'autre, voire même d'une nuit à l'autre. Il est essentiel de savoir si des résultats différents relatifs à une même source ont une cause due aux conditions d'observations (transparence atmosphérique, aluminiure du miroir de l'instrument) ou au récepteur lui-même. Celui-ci est constitué par une cellule au sulfure de plomb suivie d'un préamplificateur et d'un amplificateur, et susceptible de modifications dans le temps (changement de sensibilité de la photocathode, du gain des tubes).

Nous avons été amenés à adjoindre au photomètre une source auxiliaire et escamotable permettant de contrôler la sensibilité de l'ensemble. Elle est constituée par une résistance chauffante placée à l'intérieur d'un petit vase Dewar : la température est mesurée à l'aide d'un thermocouple cuivre-constantan, la soudure chaude étant placée à l'intérieur du vase, la soudure froide à proximité du volet tournant devant la cellule. La température mesurée est en fait la différence de température entre la source et l'air à proximité du volet. Connaissant cette température, on peut aisément calculer le flux reçu par la cellule.

Travaillant avec un filtre transparent depuis 1,8 micron jusqu'à la limite infrarouge de sensibilité de la cellule, nous avons obtenu, pour une différence de température entre la source et le volet de 37°, les déviations ci-dessous :

190 mm à la température ambiante de + 5 °C
130 mm à la température ambiante de + 18 °C
113 mm à la température ambiante de + 25 °C.

Le facteur d'amplification et le diaphragme placé devant la cellule étant les mêmes dans tous les cas.

Après ces premières constatations, nous avons fait varier systématiquement la température de la cellule, au moyen d'un courant d'air chaud, en maintenant constante la différence de température entre la source et le volet (47°). La figure 1 montre une variation

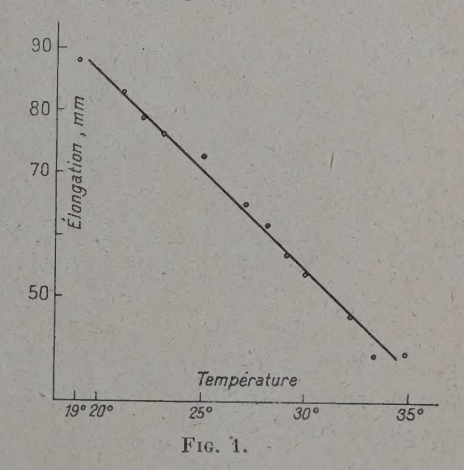


Fig. 1.

linéaire des élongations en fonction de la température de la cellule. Quand celle-ci croît de 19 à 34°5, l'élongation passe de 88,5 à 42 mm, ce qui représente une diminution de 53 % pour une augmentation de température de 15°.

En réalité, un autre facteur intervient. Le flux reçu par la cellule est proportionnel à : $(T^4 - T_0^4)$; T étant la température absolue de la source, T_0 la température absolue du volet (ou de l'air environnant ; l'expérience montre que la différence de température entre les deux

est négligeable). Or, la différence $(T - T_0)$ restant constante, si T_0 augmente $(T^4 - T_0^4)$ augmente. Nous avons noté à chaque instant la différence entre la température de l'air ambiant qui reste constante et celle de l'air à proximité du volet, qui augmente quand on envoie de l'air chaud sur la cellule.

Au début de l'expérience, cette différence de température était de 1°, à la fin de 7°. Et nous avons calculé le rapport des flux correspondants : $T'^4 - T'^4_0 / T^4 - T^*$, T' et T'_0 étant les températures respectives de la source et du volet en fin d'expérience.

Ce rapport est 1,06 (une élévation de température de 15° donnerait un rapport de 1,15). Si la réponse de la cellule restait constante, l'élongation à la fin de l'expérience, au lieu de 88,5 serait 88,5 × 1,06, soit 93,5. La valeur 42 représente donc en réalité les 44 % (et non les 47 %) de la valeur que nous devrions trouver.

Nous avons alors observé la corrélation entre la température extérieure et les élongations obtenues pour une même source stellaire, au cours de plusieurs nuits. Et nous avons constaté qu'en première approximation la relation était linéaire et que les gros écarts précédemment attribués à une plus ou moins bonne transparence atmosphérique étaient dus en réalité aux différences de température de la photocathode. Le phénomène a été particulièrement net entre les derniers jours de janvier et les premiers jours de février 1956 (chute brusque de température).

Il semble que la solution la meilleure pour pallier cette difficulté consiste à thermostater la cellule, à basse température si possible. En effet, on constate que, pour une élévation de température de 15°, la réponse diminue de moitié. Ceci est vrai entre 19° et 34° comme entre — 5° et 10°.

Il n'est pas rare en cours de fonctionnement d'atteindre une température de 25°. Donc, si on pouvait maintenir la cellule à une température de — 5° par exemple, on multiplierait la réponse par 4, ce qui représente un gain de 1,5 magnitude.

Lettre reçue le 26 décembre 1956.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 1er trim. 1957. — Imp. TAFFIN-LEFORT à Lille (France).

RÉSUMÉS DES ARTICLES

Compteur proportionnel à protons de recul pour spectrométrie de neutrons rapides, par Mme P. MARGUIN et M. A. MOUSSA, Institut de Physique Atomique, Lyon (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 1 A). — Description d'un compteur proportionnel destiné à la détection des neutrons rapides et à la mesure de leurs énergies, par l'intermédiaire des protons de recul produits dans un radiateur hydrogéné mince. L'article contient également une description de l'appareillage électronique adjoint ainsi que les résultats de l'étalonnage en énergie du système et l'étude de la distribution théorique des impulsions pour un faisceau de neutrons monoénergétiques.

Structures granulaires à couche superficielle dans les céramiques à base d'oxyde de fer, par J. SUCHET, Laboratoires de la S. A. Philips (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 10 A). — Le modèle de céramique de grains semi-conducteurs à couche superficielle et la conception qui en avait été proposée antérieurement sont appliqués à l'étude du semi-conducteur obtenu par induction de valence de TiO_2 sur l'hématite ainsi qu'à celle de la ferrite mixte de manganèse et de zinc. La dispersion de la résistivité et de la permittivité en fonction de la fréquence, la variation de leurs valeurs ainsi que celle de la perméabilité en fonction de la température de frittage, de son atmosphère et de la concentration en ions ferreux sont interprétées à l'aide de deux stades possibles d'oxydation superficielle durant le refroidissement. Il en est de même du phénomène de vieillissement réversible (désaccommodation) signalé par Snoek pour la ferrite de manganèse et de zinc. L'intérêt de l'addition des ions cuivreux est expliqué. L'auteur se réfère à de nombreux travaux antérieurs et avance quelques hypothèses sur la structure physique de la matière aux limites intergrains.

Sélecteur d'amplitude pour impulsions, à durée d'analyse constante, par Maurice SPIGHEL et Louis PÉNEGE, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 19 A). — Il est décrit un sélecteur d'amplitude pour impulsions, à durée d'analyse constant à 2.10^{-8} s près quelle que soit la hauteur d'impulsion. Ceci est obtenu avec des impulsions de $2,5.10^{-7}$ s de temps de montée en choisissant convenablement un instant de référence dans l'impulsion. En tenant compte du retard au déclenchement d'un trigger, la durée d'analyse peut être définie à 5.10^{-9} s près.

Acoustique et physiologie phonatoires, Raoul HUSSON, chargé de Recherches au C. N. R. S., chargé d'un cours libre sur la phonation à la faculté des Sciences de Paris. (*J. Physique Rad.*, 1957, **2**, 23 A). — Un ensemble de travaux récents ont donné à la physiologie de la phonation les fondements expérimentaux qui lui manquaient jusqu'à présent. De ce fait, les problèmes acoustiques qui se posaient à son sujet sont eux-mêmes renouvelés. Le larynx ne fonctionne aucunement comme une anche. Les cordes vocales peuvent vibrer en l'absence de pression sous-glottique, sous l'effet des seuls influx nerveux rythmés qui leur parviennent. Les sons du langage peuvent présenter des composantes périodiques, presque-périodiques et aléatoires. Les cavités sus-glottiques exercent en permanence sur les cordes vocales une réaction impédancielle (de nature mécanique) et une réaction tonique (de nature neuro-réflective). Les qualités acoustiques d'une salle réagissent, par les mêmes voies, sur la vibration des cordes vocales. Le classement des voix en étendues tonales ne dépend que d'un unique facteur neurologique : l'excitabilité du nerf récurrent. La théorie mathématique de la vibration des cordes vocales ne comporte plus la recherche d'une fréquence propre ou auto-entretenue, puisque la fréquence du système est imposée à chaque instant, mais peut se proposer l'étude de la réaction sur la fourniture laryngée.

Un appareil à échelle logarithmique pour la mesure de l'intensité des rayonnements, par Robert GÉNIN, Laboratoire des Rayons X, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 36 A). — L'appareil décrit utilise la variation rapide du gain d'un tube photomultiplicateur avec la tension appliquée entre les dynodes, cette tension est commandée par le courant débité par le photomultiplicateur. Les indications de l'appareil sont proportionnelles au logarithme de l'intensité du rayonnement gamma étudié, ce qui permet l'utilisation dans un grand domaine d'intensités sans changement de gammes de mesure.

Étude optique et électrique sur le tellurure de bismuth Bi_2Te_3, par J. LAGRENAUDIE, C. N. E. T., Télévision, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 39 A). — La telluro-bismuthite Bi_2Te_3, a une énergie d'activation de 0,19 eV à température ordinaire, et un indice de réfraction de l'ordre de 8 ; malgré la différence structurelle, elle présente une analogie étroite avec PbTe. On peut inverser son type par compression à froid.

Réalisation et utilisation des points fixes thermométriques, par Y. DOUCET et J. P. RAVOUX, Faculté des Sciences de Dijon (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 41 A). — Il est décrit, à l'usage des laboratoires non spécialisés en thermométrie, la construction simple de cellules à point triple destinées à remplacer les points zéro et cent dans l'étalonnage des thermomètres, résistances, et couples thermo-électriques. Le point triple de l'eau (0,010 °C) permet la précision du millième de degré beaucoup plus facilement que le mélange eau-glace. Le point triple de l'acide benzoïque (122,36 °C) donne le centième de degré, précision très difficilement atteinte par l'ébullition de l'eau. On a ajouté le point triple de l'oxyde de phényle qui est au voisinage de la température ambiante.

Un dispositif pour l'étude expérimentate de la diffraction des ondes centimétriques, par J. MEVEL, Faculté des Sciences de Rennes (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 45 A). — Nous décrivons un dispositif pour l'étude de la diffraction des ondes centimétriques. Il fonctionne à la longueur d'onde de 1,25 cm et permet de mesurer la phase et l'intensité en tout point du champ électromagnétique. Deux versions sont présentées, l'une destinée à l'étude de la diffraction au voisinage de l'axe, l'autre à l'étude de la diffraction éloignée. Nous décrivons les détails originaux du montage ainsi que quelques résultats expérimentaux. Une étude sur la diffraction par les sphères utilisant cet appareillage sera publiée ultérieurement.

Spectrométre à scintillation pour l'étude des rayonnements α, β, γ en coïncidence (I), par R. FOUCHER, L. DICK, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN, Institut du Radium, Laboratoire Curie (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 54 A). — Quelques caractéristiques d'un ensemble de spectrométrie à scintillation des rayonnements α, β, γ en coïncidence sont données et discutées.

Dans cet article seule la voie de discrimination d'énergie sera analysée.

Réalisation d'une chambre de Wilson autocommandée à pression variable d'un type nouveau, par Mlle Tosiko YUASA, Physique et Chimie Nucléaire, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 58 A). — Rapport préliminaire sur une chambre de Wilson autocommandée à pression variable d'un type nouveau dont la pression initiale peut varier entre 2 cm.Hg et 76 cm.Pg.

ABSTRACTS OF THE PAPERS

An instrument with a logarithmic scale for mesurig intensity of gamma radiation, by R. Génin, Laboratoire des Rayons X, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 36 A). — This instrument uses the rapid variation of the gain of a photomultiplier with dynode voltage, which is controlled by the photomultiplier current. The scale is logarithmically proportional to the intensity of the gamma-radiation and covers a wide range of intensities without scale switching.

Optical and electrical properties ob bismuth telluride Bi_2Te_3, by J. Lagrenaudie, C. N. E. T., Télévision, Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 39 A). — The tellurobismuthite Bi_2Te_3 has a gap 0,19 eV and a refractive index about 8 at room temperature ; in spite of the difference from the structural point of view, it is strongly analogous to PbTe. The type can be reversed by compression at room temperature.

Realisation and utilisation of the thermometrie fixed points, by Y. Doucet and J. P. Ravoux, Faculté des Sciences, Dijon (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 41 A). — Here is described, for non specialized laboratories, a simple construction of triple point cells for the calibration of thermometric instruments instead of ice and steam points. The triple point of water, 0,010 °C, allows a precision of one millidegree much more easily than the ice-point. The triple point of benzoïc acid gives a temperature with a precision within one centidegree which is difficult to reach with the steam-point. We have added the triple point of diphexyl oxide, which is in the vicinity of room temperature.

A device for the experimental study of microwave scattering, by J. Mével, Laboratoire de Physique, Faculté des Sciences, Rennes (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 45 A). — A device for the experimental study of electromagnetic microwave scattering is described. It operates at 1,25 cm wavelength and enables us to determine the phase and the intensity in any point of the electromagnetic field. Two versions are presented : the one for studying scattering in the vicinity of the axis, the other for the scattering at large angles. We describe the original characteristics of the apparatus and some experimental results. A study of the scattering by spheres using this device will be published later.

Scintillation spectrometer for coincidence work on α β and γ rays. by R. Foucher, L. Dick, N. Perrin and H. Vartapetian, Institut du Radium, Laboratoire Curie. (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 54 A). — The caracteristics of a scintillation spectrometer are given and discussed. This article is dealing only with energy discrimination paths.

Realisation of a new-type of self-commanding and variable pressure Wilson cloud chamber, by M[lle] T. Yuasa, Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaire, Collège de France (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 58 A). — Realisation of a new-type of self-commanding and variable pressure Wilson cloud chamber. The initial pressure can vary between 2 cm Hg and 76 cm Hg.

Proton recoil proportional counter used in spectrometry of fast neutrons, by M[me] P. Marguin and M. A. Moussa, Institut de Physique Atomique, Lyon (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 1 A). — Description of a proportional counter used for the detection of fast neutrons and the determination of their energies by detecting recoil protons produced in a thin hydrogenated radiator. The paper describes also the electronic apparatus used with the detector, the result of testing the counter with thorium α particles, and the theoretical pulse-height distribution for monoenergetic neutrons.

Granular structures with superficial layer in the iron oxyde ceramics, by J. Suchet, Laboratoires S. A. Philips (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 10 A). — The model of a ceramic of semi-conducting grains with superficial layer and the ideas which were formerly suggested about it are being applied to the study of the semi-conductor obtained by valency induction of TiO_2 on the hematite and to the study of the mixed maganese-zinc ferrite. The dispersion of the resistivity and the permittivity as a fonction of the frequency, the variation of their values as well those of the permability asa fonction of the sintering temperature, the nature of the atmosphere and the concentration of the ferrous ions are interpreted in terms of two possible stages of superficial oxydation during the cooling. The same interpretation is given for the phenomenon of the reversible aging of the permeability for the manganese-zinc ferrite (disaccommodation) reported by Snoek. The advantage of adding cuprous ions is explained. The author gives many references and advances several hypotheses on the physical structure of matter in the intergranular boundaries.

Impulse height selector with constant analysis time, by M. Spighel and L. Pénege, Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 19 A). — We describe a one-channel impulse height-selector with constant analysis time (accuracy of 2.10^{-8}), independant of the impulse height. This has been obtained with impulses having $2{,}5 \times 10^{-7}$ sec. rise-time, by selecting correctly a reference time in the impulse. By taking into account the delay of a trigger, the analysis time could be defined with a precision of 5.10^{-9} sec.

Acoustics and physiology of phonation, by Raoul Husson, Chargé de Recherches au C. N. R. S., Chargé d'un Cours Libre sur la Phonation à la Faculté des Sciences de Paris (*J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 23 A). — Recent research has given to the physiology of phonation the experimental foundation that it lacked until now. As a consequence, new problems of acoustics have appeared. It appears that the larynx, does not function as the ventile of an " anche " instrument. The vocal cords can vibrate without any subglottical pressure under the sole influence of the nervous influx rythms which reach them. The sounds of language may contain periodic, almost-periodic and aleatory components. The cavities over the glottis are exercising on the vocal cords a permanent impedantial reaction (of mechanical character) as well as a tonic reaction (of neuro-reflective character). The classification of voices according to vocal range depends only on the neurologic factor of the excitability of the recurrent nerve. The mathematical theory of vocal cords vibration has no longer to look for any proper or self-sustained frequency, since the frequency of the whole system is at any given time imposed but it may we study the reactions upon the laryngal feedind.